



HAL
open science

Détecteurs à inductance cinétique pour l'astronomie millimétrique : étude des matériaux et des procédés de fabrication

Grégoire Coiffard

► **To cite this version:**

Grégoire Coiffard. Détecteurs à inductance cinétique pour l'astronomie millimétrique : étude des matériaux et des procédés de fabrication. Matériaux. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAI077 . tel-01266429

HAL Id: tel-01266429

<https://theses.hal.science/tel-01266429>

Submitted on 2 Feb 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Matériaux, Mécanique, Génie civil, Electrochimie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Grégoire COIFFARD

Thèse dirigée par **Stéphane PIGNARD**

et encadrée par **Karl-Friedrich SCHUSTER**

préparée au sein de **L'Institut de Radioastronomie Millimétrique**
et du **Laboratoire des Matériaux et du Génie Physique**
à **L'École Doctorale d'Ingénierie Matériaux Mécanique Énergétique**
Environnement Procédé Production

Détecteurs à inductance cinétique pour l'astronomie millimétrique

Étude des matériaux et des procédés de
fabrication

Thèse soutenue publiquement le **14 décembre 2015**,
devant le jury composé de :

M. François WEISS

Directeur de recherche CNRS (LMGP - Grenoble), Président

M. Martin GIARD

Directeur de recherche CNRS (IRAP- Toulouse), Rapporteur

M. Pierre ENCRENAZ

Professeur (LERMA - Paris), Rapporteur

Mme. Graziella GOGGIO

Professeur (ICMCB - Bordeaux), Examinatrice

M. Stéphane PIGNARD

Professeur (LMGP - Grenoble), Directeur de thèse

M. Karl-Friedrich SCHUSTER

Docteur (IRAM - Grenoble), Encadrant de thèse



Remerciements

Merci !

Table des matières

Introduction générale	1
1 Contexte scientifique	5
1.1 Observation dans le domaine millimétrique	5
1.2 Différents détecteurs pour la radioastronomie	8
1.3 NIKA-2 : The New Instrument of KID Array	9
1.3.1 Le télescope de 30 mètres	9
1.3.2 Intérêt de NIKA-2	10
1.3.3 Présentation des détecteurs à inductance cinétique	12
2 Physique des détecteurs à inductance cinétique	15
2.1 Rappels de supraconductivité	15
2.1.1 Les équations de London	16
2.1.2 La conductivité complexe et l'impédance surfacique	17
2.1.3 L'inductance cinétique	20
2.1.4 Approche microscopique	22
2.2 Principe de fonctionnement des détecteurs à inductance cinétique . .	23
2.2.1 Notions d'électronique sur les résonateurs	23
2.2.2 Le multiplexage fréquentiel	25
2.2.3 Réponse des détecteurs	26
2.2.4 Sensibilité des détecteurs	28
2.3 Procédé de fabrication de matrices de détecteurs	29
3 Identification des contraintes technologiques	31
3.1 Le choix du matériau	31

3.2	Les procédés de micro-fabrication	34
3.3	La conception des détecteurs	36
4	Développement de matrices pour l'expérience NIKA-2	43
4.1	Déposition de films fins d'aluminium	44
4.1.1	Dépôt physique en phase vapeur	44
4.1.2	Qualité des couches déposées	46
4.2	Conception de matrices pour la bande 1mm	48
4.2.1	Simulations électromagnétiques	49
4.2.2	Différents designs des matrices	50
4.2.3	Mesures électriques	52
5	Couplage des détecteurs aux ondes millimétriques	57
5.1	Matrice antireflet	58
5.1.1	Intérêt de la couche antireflet	58
5.1.2	Résultats de simulations	59
5.1.3	Procédé de fabrication	62
5.2	Matrice de type microruban	64
5.3	Mesures optiques des matrices en laboratoire	65
5.3.1	Spectres d'absorptions	65
5.3.2	Réponse des détecteurs	67
5.3.3	Cartographie du plan focal	68
6	Élaboration et caractérisation des couches de nitrure de titane	73
6.1	Un matériau prometteur pour les détecteurs à inductance cinétique	74
6.2	Dépôt de nitrure de titane	75
6.2.1	La pulvérisation réactive	75
6.2.2	Caractéristiques du bâti de déposition	77
6.2.3	Analyse de gaz résiduels dans la chambre de dépôt	78
6.3	Propriétés physiques des films de nitrure de titane	80
6.3.1	Épaisseur des couches	80
6.3.2	Mesures électriques à froid	81
6.3.3	Caractérisation de l'homogénéité des films	83

6.4	Caractérisation du nitrure de titane déposé	88
6.4.1	Étude de la structure cristallographique	89
6.4.2	Détermination de la stœchiométrie	91
7	Fabrication et caractérisation de matrices de détecteurs en nitrure de titane	95
7.1	Fabrication de matrices de détecteurs en nitrure de titane	95
7.1.1	Choix des dimensions des résonateurs	95
7.1.2	Procédé de fabrication	97
7.2	Caractérisation des détecteurs en nitrure de titane	98
7.2.1	Caractérisation électrique	98
7.2.2	Absorption optique des détecteurs	102
	Conclusion et perspectives	105
	Bibliographie	109

Introduction générale

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse portent sur le développement de détecteurs à inductance cinétique (*Kinetic Inductance Detector* KID). La collaboration NIKA (**N**eel **I**RAM **K**IDs **A**rray) regroupant notamment l'IRAM¹, l'Institut Néel, l'IPAG², le LPSC³, a pour objectif de construire complètement un instrument de détection du continuum millimétrique. Cela inclue la conception des matrices de détecteurs, la fabrication du cryostat à dilution permettant de refroidir ces derniers à 100 mK, la réalisation de l'électronique de lecture des détecteurs et l'intégration d'une optique adaptée à l'instrument. Un premier instrument appelé NIKA-1 comprenant des matrices de détecteurs pour les bandes 1 mm et 2 mm ayant respectivement 236 et 132 résonateurs est en fonctionnement depuis 2009. Cet instrument déjà très performant a permis d'obtenir de nombreux résultats scientifiques concernant les techniques de lecture et de calibration des détecteurs ou bien des analyses d'objets astronomiques.

La seconde partie du projet, dans laquelle s'insère ce travail de thèse, porte sur le développement, la réalisation en laboratoire et l'installation de NIKA-2 (*New Instrument of KID Array*) au télescope de 30 m de l'IRAM, situé sur le Pico Veleta en Espagne, fin septembre 2015. L'instrument NIKA-2 possède, 2280 détecteurs pour la bande 1 mm et 1020 pour la bande 2 mm. Cette augmentation du nombre de détecteurs permet d'utiliser à son maximum le télescope de 30 m en échantillonnant complètement son plan focal. Le fait d'utiliser un si grand nombre de détecteurs demande des adaptations conséquentes concernant le cryostat, l'électronique et l'optique.

1. IRAM : Institut de RadioAstronomie Milimétrique

2. IPAG : Institut de Planétologie et d'Astrophysique de Grenoble (CNRS/UJF)

3. LPSC : Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie (CNRS/IN2P3/UJF/INPG)

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont débuté en même temps que le lancement de NIKA-2 et ont logiquement suivi son évolution durant ces 3 années. Trois grands axes de recherche permettant de contribuer à l'amélioration de l'absorption des ondes millimétriques par les matrices de détecteurs à inductance cinétique ont été suivis dans le cadre de ce travail :

- Nous avons développé les moyens technologiques à l'IRAM permettant de travailler sur des substrats de diamètre 100 mm au lieu de 50 mm, notamment à travers l'adaptation des procédés de fabrication utilisés pour NIKA-1, pour réaliser des **grandes matrices de détecteurs**. Puis nous avons étudié plusieurs designs matriciels permettant de sélectionner ceux donnant les meilleures performances. De telles matrices sont à présent installées dans NIKA-2 conçu pour en accueillir 3 pour un total de 3300 détecteurs à inductance cinétique. Il est nécessaire de fabriquer des matrices de détecteurs sur une surface couvrant le champ de vue complet du télescope de 30 m permettant de profiter au mieux des capacités du radiotélescope.
- L'absorption des ondes millimétriques dans les matrices de détecteurs se fait par la face arrière des substrats. Les ondes passent directement du vide au substrat de silicium puis aux détecteurs ; en raison de réflexions à l'interface vide/silicium l'absorption ne peut être optimale sur une large bande de fréquence. Pour y remédier, l'ajout d'une couche intermédiaire entre l'air et le silicium a été étudié. En choisissant correctement l'épaisseur et la constante diélectrique de cette couche **antireflet**, nous pouvons élargir l'absorption et collecter un maximum de signal dans la fenêtre d'observation millimétrique considérée.
- Au sein de la collaboration NIKA, les matrices de détecteurs à inductance cinétique sont fabriquées en aluminium. Pour améliorer les performances des détecteurs, nous travaillons avec des films très fins d'environ 20 nm. D'autres matériaux peuvent être utilisés pour la réalisation de détecteurs à inductance cinétique. Parmi ces matériaux, le **nitrure de titane** TiN est particulièrement adapté puisqu'il possède des propriétés physiques permettant la fabrication de détecteurs très sensibles. Cependant, la déposition homogène de nitrure de

titane, condition nécessaire à la réalisation de matrices de détecteurs, est relativement compliquée. Nous avons donc recherché des moyens pour améliorer l'uniformité et le contrôle de la teneur en azote des films de nitrure de titane afin de réaliser des matrices de détecteurs en TiN et d'analyser leurs performances.

Le présent manuscrit s'organise autour de ces 3 axes de recherche. Le chapitre 1 introduit le contexte scientifique dans lequel s'insère ces travaux et notamment l'intérêt de l'instrument NIKA-2 pour la communauté scientifique. Le chapitre 2 présente les notions théoriques permettant de comprendre le principe de fonctionnement des matrices de détecteurs à inductance cinétique. Le chapitre 3 expose les différentes contraintes technologiques guidant la fabrication des matrices de détecteurs. Le chapitre 4 présente le développement des matrices de détecteurs pour l'expérience NIKA-2 à travers la caractérisation des films d'aluminium supraconducteur déposés à l'IRAM, la conception des détecteurs et leurs caractérisations électriques. Le chapitre 5 traite de la maximisation de l'absorption des ondes millimétriques dans les matrices de détecteurs et de la caractérisation optique des matrices en laboratoire. Ces deux chapitres permettent d'identifier les matrices correspondant aux spécifications requises pour une installation dans l'instrument NIKA-2. Enfin, les chapitres 6 et 7 exposent les techniques de dépôt des films de nitrure de titane, les outils de caractérisation permettant d'analyser l'uniformité de la teneur en azote des films et la fabrication ainsi que la caractérisation de matrices de détecteurs en nitrure de titane.

Chapitre 1

Contexte scientifique

Le développement de l'astronomie a naturellement débuté par les observations d'objets émettant dans le domaine des longueurs d'ondes visibles à l'œil humain. Cependant cela laisse de côté la majorité du rayonnement émis par l'Univers qui se situe dans des gammes de longueur d'onde invisibles à l'œil nu. Le domaine millimétrique, dont les longueurs d'ondes sont comprises entre 1 mm et 10 mm, en fait partie et permet notamment l'étude des zones froides de l'Univers non analysable dans le visible. L'avantage principal des ondes millimétriques est qu'il est possible de les détecter depuis la surface terrestre malgré les perturbations de l'atmosphère. Afin de s'affranchir un maximum de ces perturbations atmosphériques, les radiotélescopes terrestres sont installés en altitude et dans des milieux secs. C'est le cas du télescope de 30 mètres de l'IRAM, situé sur le Pico Veleta à 2850 m d'altitude en Espagne, accueillant l'instrument NIKA-2.

1.1 Observation dans le domaine millimétrique

Les observations depuis la surface terrestre nécessitent de s'affranchir des perturbations induites par notre atmosphère. L'atmosphère contient des molécules d'eau qui absorbent les ondes millimétriques la rendant partiellement opaque à ces longueurs d'ondes. Heureusement, il existe des fenêtres atmosphériques pour lesquelles les ondes sont relativement bien transmises. C'est le cas pour des bandes de longueurs d'ondes λ autour de 3 mm, 2 mm et 1 mm, correspondant respectivement à des bandes de fréquences centrées sur 94 GHz, 146 GHz et 240 GHz. Comme le montre la figure 1.1, l'atmosphère est presque transparente pour ces longueurs d'ondes et ce

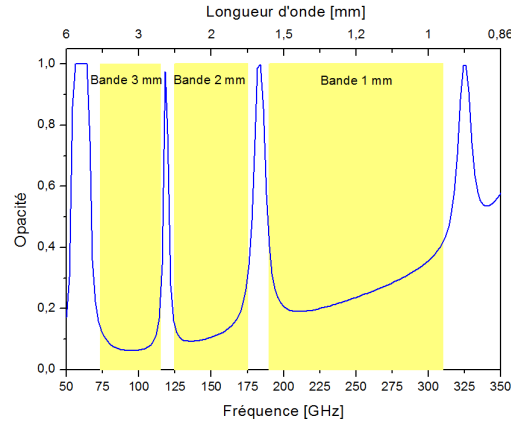


Figure 1.1 – Opacité de l’atmosphère, pour des conditions météorologiques classiques au télescope de 30 m de l’IRAM (élévation de la parabole de 60° et 3 mm de vapeur d’eau), en fonction de la fréquence. Les fenêtres atmosphériques permettant la détection terrestre à 3 mm, 2 mm et 1 mm sont mises en évidence.

d’autant plus que la quantité de vapeur d’eau qu’elle contient est faible. L’opacité est donnée en prenant en compte des conditions d’observations correspondant à une élévation de la parabole de 60° par rapport à l’horizon et 3 mm d’eau précipitable dans une colonne d’atmosphère au-dessus du télescope. Cette quantité correspond à la hauteur d’eau qui serait recueillie dans cette colonne sous forme de pluie. Le télescope de l’IRAM est d’ailleurs équipé d’un instrument collectant en permanence des données sur l’humidité de l’atmosphère au-dessus de la ligne de visée. Les radiotélescopes sont installés en altitude dans des régions sèches et les observations sont réalisées par temps sec, c’est à dire généralement dans des conditions météorologiques hivernales.

Le milieu interstellaire

La matière présente entre les étoiles des galaxies est appelée milieu interstellaire ISM (*InterStellar Medium*) ; il est notamment composé de gaz moléculaires et de poussières pour ses régions dites froides et de gaz ionisés et de rayons cosmiques pour ses régions chaudes. La poussière de l’ISM, de taille entre quelques nanomètres et le dixième de micromètre, masque les objets en absorbant leurs rayonnements visible et en les ré-émettant dans le millimétrique. Par exemple, la radioastronomie permet l’étude des régions de formation des étoiles parce qu’elles sont entourées de poussières de l’ISM. Pour étudier la composition moléculaire de l’ISM, des méthodes spectroscopiques sont utilisées permettant l’identification de certaines raies d’émis-

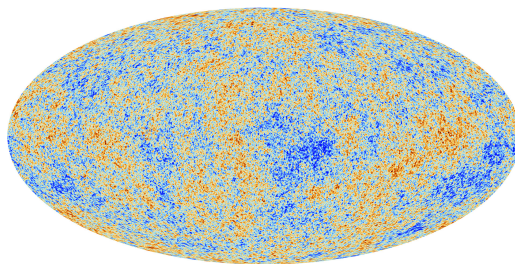


Figure 1.2 – Cartographie de l’anisotropie du fond diffus cosmologique réalisée par le satellite Planck. Les différentes couleurs représentent des variations de température de l’ordre de $30\ \mu\text{K}$ [1].

sions émettant dans le millimétrique. Dans les régions de gaz ionisés de l’ISM, les électrons libres sont accélérés par les ions positifs et rayonnent, ce rayonnement est appelé rayonnement *free-free* et est également détectable dans le millimétrique.

L’Effet Sunyaev-Zel’dovich

Le fond diffus cosmologique CMB (*Cosmic Microwave Background*) est un rayonnement issu de la naissance de l’Univers. A l’origine, la concentration extrême de la matière empêchait toute propagation de la lumière ; lorsque la matière a commencé à s’organiser en atomes, les photons ont pu se déplacer plus librement. Ces photons nous parviennent aujourd’hui après avoir interagi avec toutes sortes d’objets astronomiques et transportent ainsi des informations primordiales. Les anisotropies du CMB de la cartographie 1.2 donnent des renseignements sur la densité de matière au moment de son émission. Ces photons ont été émis à une température de $3000\ \text{K}$ mais en raison de l’expansion de l’Univers, le CMB correspond de nos jours à un corps noir de $2,725\ \text{K}$. Cette température coïncide à un maximum d’intensité à $2\ \text{mm}$, rendant le CMB d’un grand intérêt en radioastronomie millimétrique.

Les fluctuations du CMB peuvent avoir plusieurs origines et notamment l’effet Sunyaev-Zel’dovich (Effet SZ). L’effet SZ provient de la diffusion Compton inverse d’électrons à haute énergie qui transfèrent une partie de leur énergie aux photons peu énergétiques du fond diffus cosmologique. Ces électrons se trouvent dans des amas de galaxies et ne sont pas observables directement dans le millimétrique car ils possèdent de trop grandes énergies. Ainsi, en regardant les distorsions induites par l’effet SZ, des amas de galaxies peuvent être détectés et étudiés. L’étude de l’effet SZ à partir d’instrument terrestre est relativement nouveau et des télescopes de large

taille angulaire comme le télescope de 30 m de l'IRAM sont tout à fait adaptés à sa détection. L'instrument NIKA-1 a d'ailleurs permis la première détection de l'effet SZ avec des détecteurs à inductance cinétique [2, 3].

1.2 Différents détecteurs pour la radioastronomie

Les photons millimétriques possèdent des énergies de l'ordre du milliélectron-volt ; les matériaux supraconducteurs ont une énergie d'excitation du même ordre de grandeur les rendant particulièrement adaptés à la détection de photons millimétriques.

En radioastronomie millimétrique, deux grandes familles de détecteurs se détachent en fonction du type de mesure souhaitée : Les bolomètres et les récepteurs hétérodynes. Des matrices de bolomètres sont généralement utilisées pour détecter le continuum et cartographier des larges régions du ciel. Parmi ces détecteurs, les bolomètres TES *Transition Edge Sensor* se distinguent principalement, les meilleures performances sont atteintes par la caméra GISMO détectant à 2 mm [4]. Depuis quelques années les détecteurs à inductance cinétique (*Kinetic Inductance Detector* KID) sont également utilisés et l'expérience NIKA est la référence en la matière [5,6]. Les récepteurs hétérodynes sont capables d'effectuer des mesures de puissance en fonction de la fréquence. Ils servent notamment à la détection de raie d'émission de molécules avec une très bonne résolution spectrale pour étudier les mécanismes physico-chimiques ayant lieu dans l'Univers.

De nos jours, les détecteurs pour le continuum atteignent une sensibilité limitée par le bruit de fond (bruit de la source observée, photons provenant de l'atmosphère et l'émission du télescope) ; un moyen d'améliorer davantage les performances des instruments est d'augmenter le nombre de détecteurs. Une organisation matricielle avec un grand nombre de détecteurs impose la présence d'une électronique de lecture considérable qui s'adapte mal à une intégration dans des détecteurs basse température. C'est une des raisons principales au développement des grandes matrices de détecteurs à inductance cinétique. Ces détecteurs étant multiplexables dans le domaine fréquentiel, l'électronique de lecture se limite à la seule présence de lignes coaxiales dans l'étage 100 mK du cryostat. Les boîtiers d'électroniques sont situés

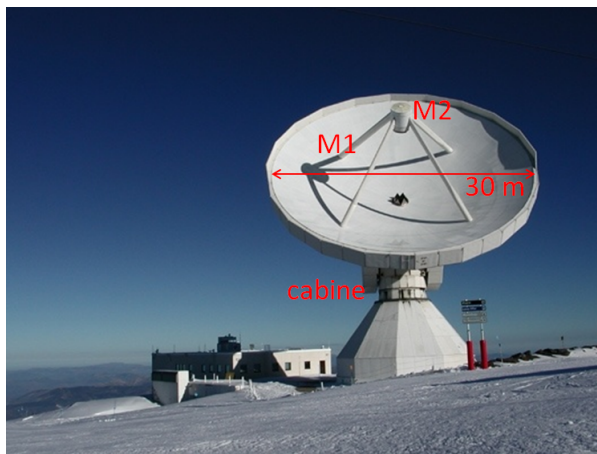


Figure 1.3 – Télescope de 30 mètres de l’IRAM. Le signal est réfléchi sur la parabole M1, puis sur le miroir du tétrapode M2 avant de rentrer dans la cabine où sont situés les différents récepteurs.

en dehors du cryostat à 300 K et permettent de générer les fréquences souhaitées pour la lecture des détecteurs.

1.3 NIKA-2 : The New Instrument of KID Array

1.3.1 Le télescope de 30 mètres

Le télescope de 30 mètres (photographie 1.3) est installé en Espagne dans le massif de la Sierra Nevada sur le Pico Veleta à 2850 m d’altitude. Ce radiotélescope est une antenne parabolique de 30 m permettant notamment l’étude de sources étendues. Le télescope accueille plusieurs récepteurs développés à l’IRAM pour des longueurs d’ondes de 3 mm, 2 mm, 1 mm et 0,9 mm. Un instrument dit continuum est utilisé pour cartographier précisément des régions dans le millimétrique, c’est le cas de l’instrument NIKA-2 dont il est question dans ce manuscrit. A l’heure actuelle, NIKA-2 est le seul instrument continuum disponible au télescope de 30 m. L’IRAM possède aussi au télescope de 30 m deux récepteurs spectroscopiques EMIR (The **E**ight **M**ixer **R**eceiver [7]) et HERA (**H**eterodyne **R**eceiver **A**rray [8]).

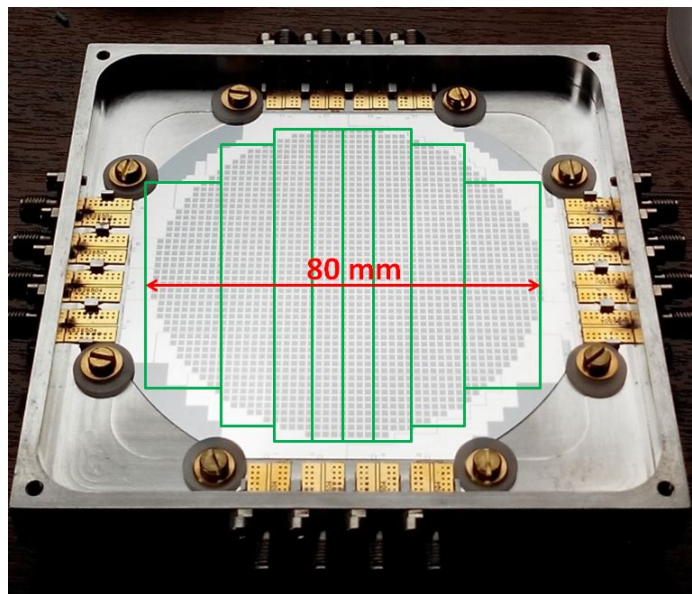


Figure 1.4 – Matrice compatible avec NIKA2. Les détecteurs remplissent un cercle de 80 mm de diamètre. Les 1932 détecteurs sont organisés en 8 groupes connectés chacun à une ligne de transmission différente (16 connecteurs sur les contours du porte-matrice.)

1.3.2 Intérêt de NIKA-2

NIKA-2 est une caméra continuum pour les bandes 1 mm et 2 mm couvrant entièrement le champ de vue de $6,5' ^1$ du télescope de 30 m. Cela correspond à un cercle de diamètre 80 mm sur le plan focal² où sont situés les détecteurs, ce cercle étant complètement échantillonné par une matrice de détecteurs comme sur la photographie 1.4. La température de fonctionnement de ces détecteurs basse température est de 100 mK ; pour atteindre une telle température, un cryostat à dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$ fabriqué à l'Institut Néel est utilisé. Le schéma 1.5 montre le chemin optique ainsi que les deux matrices de détecteurs pour la bande 1 mm, permettant d'étudier les deux polarisations de la lumière, et la matrice 2 mm. L'alimentation ainsi que la lecture des détecteurs sont assurées par les boîtiers d'électronique NIKEL [9] capables de traiter jusqu'à 250 détecteurs en utilisant une seule ligne électrique. Sur une matrice, la totalité des détecteurs est répartie dans 8 groupes qui sont mis en évidence sur la photographie 1.4. Au total, ce sont 20 boîtiers d'électronique, 16 pour les deux matrices 1 mm et 4 pour la matrice 2 mm, qui sont utilisés pour les 3300 détecteurs de NIKA-2.

1. L'arcminute est une sous-unité d'angle utilisée en instrumentation, elle permet une plus grande précision sur les valeurs d'angles sachant que $1' = \frac{1}{60}^\circ$

2. La focale équivalente du système optique télescope + NIKA-2 vaut $f_{\text{eq}} = 42,3 \text{ m}$

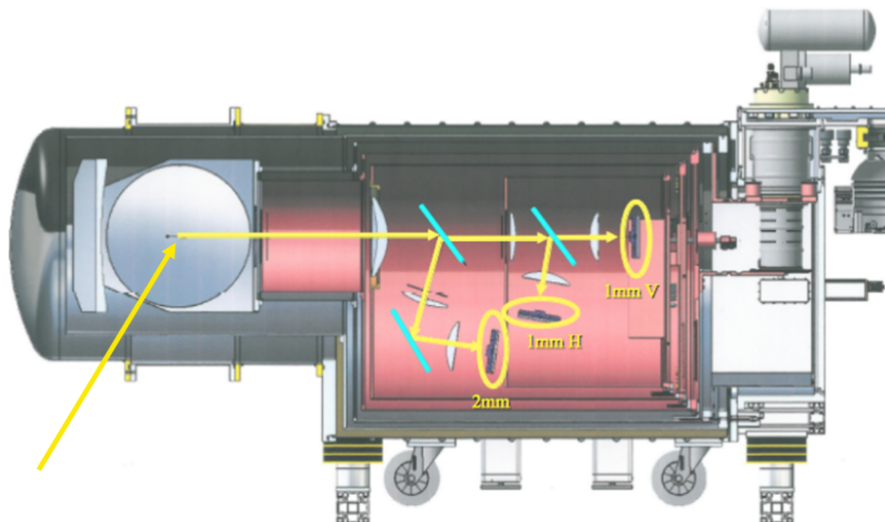


Figure 1.5 – Schéma du cryostat NIKA2 contenant les 3 matrices de détecteurs (Une matrice pour la bande 2 mm et deux matrices pour la bande 1 mm pour assurer des mesures de polarisation). La longueur totale du cryostat est de 2,03 m pour un poids d'environ 1 tonne. Le chemin optique est représenté en jaune.

Longueur d'onde observée [mm]	2	1
Bande passante [GHz]	120 – 180	190 – 310
Nombre de détecteurs	1000	4000
NEP détecteurs $[W/\sqrt{Hz}]$	$6,2 \times 10^{-17}$	$1,4 \times 10^{-16}$
Bruit de fond $[W/\sqrt{Hz}]$	$1,2 \times 10^{-16}$	$2,8 \times 10^{-16}$

Tableau 1.1 – Spécification requises pour les détecteurs de NIKA-2.

Spécification

Pour le développement des détecteurs de l'instrument NIKA-2, les spécifications requises étaient tout d'abord de construire une caméra pour les deux bandes 2 mm et 1 mm dont les détecteurs couvrent entièrement le champ de vue du télescope de $6,5'$. Une des principales données à prendre en compte est le bruit des détecteurs basse température. En physique des détecteurs, la notion de puissance équivalente de bruit NEP (*Noise Equivalent Power*) représente une mesure de la sensibilité. La NEP se définit comme la puissance que le détecteur doit recevoir pour donner un rapport signal sur bruit de 1 à la fréquence f et sur une bande de fréquence Δf ; la NEP s'exprime en W/\sqrt{Hz} . Le tableau 1.1 résume quelques spécifications de l'instrument.

Le plus important étant de respecter le champ de vue et les données sur la NEP par pixel respectivement de $6,2 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ et de $1,4 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour les bandes 2 mm et 1 mm. Ces valeurs de bruit sont choisies pour avoir des détecteurs de sensibilité de l'ordre du bruit du fond induit par la source, l'atmosphère et le télescope. Des détecteurs beaucoup plus sensibles que ce bruit de fond ne présentant pas réellement d'intérêt.

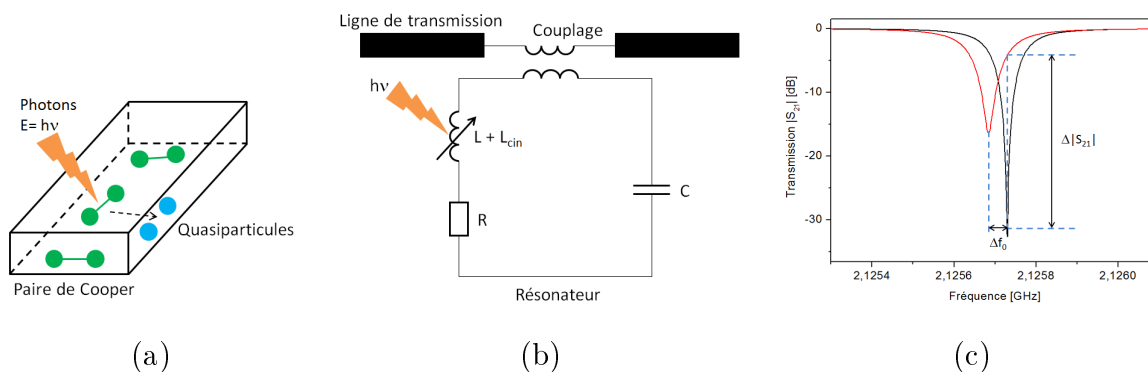


Figure 1.6 – (a) Les photons millimétriques brisent des paires de Cooper dans le film fin supraconducteur créant des quasiparticules. (b) La partie inductive du résonateur lithographié dans le matériau supraconducteur augmente. (c) Cela se traduit pour un décalage de la fréquence de résonance par rapport à sa position initiale f_0 .

1.3.3 Présentation des détecteurs à inductance cinétique

L'instrument NIKA-2 utilise des détecteurs à inductance cinétique (KID) pour détecter les ondes millimétriques. Les KIDs ont été proposés en 2003 par des équipes de Caltech (California Institute of Technology) et JPL (Jet Propulsion Laboratory) et ont depuis connu un essor considérable en tant que détecteurs continus pour la radioastronomie [10]. L'intérêt de ces détecteurs réside dans leur fabrication qui est relativement simple. En effet, une seule étape de lithographie optique sur un film fin supraconducteur est nécessaire. De plus, les KIDs sont facilement multiplexables dans le domaine fréquentiel ce qui permet de lire un très grand nombre de détecteurs avec une seule ligne électronique. Enfin, il a été démontré que ces détecteurs atteignaient des niveaux de bruit les rendant aussi sensibles que les technologies TES classiquement utilisées [11]. La caméra NIKA-1 a été le premier instrument démontrant que ces détecteurs étaient compétitifs avec les technologies existantes pour réaliser des véritables observations d'objets célestes [5] [6]. Depuis une dizaine d'années, de nombreux autres projets à travers le monde pour développer des instruments

à base de KIDs ont successivement vu le jour comme ARCON [12], MUSIC [13] ou encore MAKO [14].

Les schémas de la figure 1.6 illustrent le fonctionnement des détecteurs à inductance cinétique. Dans un film fin supraconducteur refroidi à $T < T_C$, où T_C est la température de transition supraconductrice, les électrons sont liés en paire de Cooper avec une énergie de liaison $2\Delta \propto k_B T_C$ [15]. Les paires de Cooper se déplacent sans résistance dans le matériau supraconducteur et ne peuvent répondre instantanément aux variations d'un champ électrique alternatif. Ce retard dans la réponse des paires de Cooper est à l'origine de l'inductance cinétique L_{cin} ³. Lorsque des photons incidents de fréquence ν parviennent au métal supraconducteur, ils peuvent briser les paires de Cooper s'ils possèdent une énergie $E = h\nu > 2\Delta$. Une paire brisée donne naissance à deux électrons appelés quasiparticules (Figure 1.6 (a)). La diminution du nombre de paires de Cooper entraîne une hausse de l'inductance cinétique L_{cin} . Cet effet est utilisé en structurant un résonateur dans le film fin supraconducteur (Figure 1.6 (b)). Ce résonateur est électriquement équivalent à un circuit RLC dont la fréquence de résonance est notée f_0 . Une augmentation de la valeur de L_{cin} conduit à un décalage Δf_0 de la fréquence de résonance du résonateur qui peut être lu en couplant le résonateur à une ligne de lecture électrique et en suivant le paramètre de transmission de la ligne (Figure 1.6 (c)).

3. Dans un métal normal, l'inductance cinétique est négligeable en raison de la diffusion rapide des électrons dans le réseau

Chapitre 2

Physique des détecteurs à inductance cinétique

Lorsque des photons atteignent un métal supraconducteur refroidi à très basse température, ils peuvent modifier les propriétés physiques du matériau considéré. C'est précisément ces modifications qui sont à la base du principe de détection. Pour bien comprendre comment la détection s'opère, il est nécessaire de donner quelques notions sur la supraconductivité. Dans un premier temps, le modèle de London de la supraconductivité permettant d'introduire des concepts tels que la conductivité complexe, l'impédance surfacique et l'inductance cinétique est présenté. Puis quelques résultats clés de la théorie de Bardeen, Cooper et Schrieffer, théorie qui constitue une approche microscopique de la supraconductivité, sont donnés. Pour exposer ces grands résultats, les références [16] et [17] ont été utilisées et leurs consultations fournira une approche complète de l'électrodynamique des supraconducteurs. Enfin, le fonctionnement électronique des détecteurs à inductance cinétique fabriqués dans un matériau supraconducteur est détaillé ; pour une théorie complète exposant le fonctionnement de ces détecteurs, il est conseillé de consulter les thèses de B. Mazin [18], S. Doyle [19], P. de Visser [20] ainsi que l'article très détaillé de J. Zmuidzinas [21].

2.1 Rappels de supraconductivité

Le phénomène de supraconductivité fut découvert en 1911 par H. Kamerlingh Onnes qui étudiait les propriétés physiques de matériaux en les refroidissant à très

basse température. Pour certains matériaux, il remarqua l'absence de résistance en courant continu en dessous d'une certaine température, appelée température critique T_C . Une seconde propriété des matériaux supraconducteurs, le diamagnétisme parfait, fut découvert quelques années plus tard par W. Meissner et R. Ochsenfeld [22]. Ce phénomène, appelé effet Meissner, se caractérise par l'expulsion totale du champ magnétique dans le matériau en dessous de la température critique. Dans un premier temps, ces travaux phénoménologiques ont permis d'identifier plusieurs métaux supraconducteurs puis différentes théories ont été successivement proposées.

2.1.1 Les équations de London

En 1935, les frères F. et H. London proposent le premier modèle permettant d'interpréter les deux propriétés remarquables de la supraconductivité qui sont l'absence de résistance en courant continu et le diamagnétisme parfait [23].

Les électrons supraconducteurs, de masse effective m_e et de charge $-e$, se déplacent sans aucune résistance dans le matériau. L'équation de mouvement se met alors simplement sous la forme

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} \quad (2.1)$$

La loi d'Ohm locale donne l'expression de la densité de courant supraconducteur

$$\vec{J}_s = -n_s e \vec{v} \quad (2.2)$$

Ces deux équations sont combinées pour aboutir à la 1^{ère} équation de London

$$\frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} \quad (2.3)$$

En considérant un champ électrique de pulsation ω s'écrivant sous la forme $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t}$ et en intégrant la 1^{ère} équation de London 2.3, une expression pour la conductivité des électrons supraconducteurs est établie

$$\vec{J}_s = \sigma_s \vec{E} \quad \text{avec} \quad \sigma_s = -i \frac{n_s e^2}{m_e \omega} \quad (2.4)$$

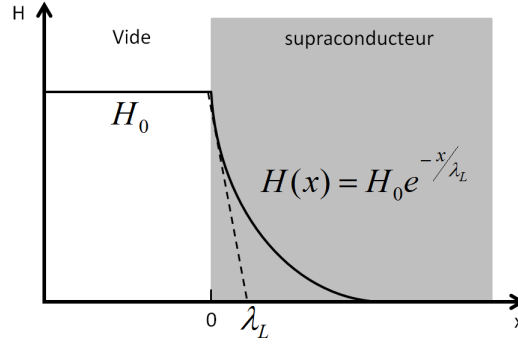


Figure 2.1 – Le champ magnétique décroît de façon exponentielle dans un matériau supraconducteur. L'intensité du champ est réduite d'un facteur e à une partir d'une épaisseur λ_L .

L'expulsion du champ magnétique d'un matériau supraconducteur, le second phénomène caractéristique de la supraconductivité, peut être mis en évidence à partir des équations de Maxwell-Faraday, Maxwell-Ampère et de la 1^{ère} équation de London 2.3.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \frac{d\vec{J}_s}{dt} = \frac{n_s e^2}{m_e} \vec{E} & \text{1^{ère} équation de London} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} & \text{Maxwell-Faraday} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{J} & \text{Maxwell-Ampère} \end{array} \right.$$

En combinant ces 3 équations, la 2nd équation de London est établie

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{1}{\lambda_L^2} \vec{H} \quad (2.5)$$

où la longueur de pénétration de London est définie comme étant

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_e}{\mu_0 n_s e^2}} \quad (2.6)$$

La seconde équation de London décrit l'effet Meissner dans un matériau supraconducteur. Comme l'illustre la figure 2.1, l'intensité du champ magnétique décroît exponentiellement sur une longueur caractéristique λ_L .

2.1.2 La conductivité complexe et l'impédance surfacique

Pour établir les expressions de la conductivité complexe et de l'impédance surfacique dans un matériau supraconducteur, il est intéressant d'utiliser le modèle à

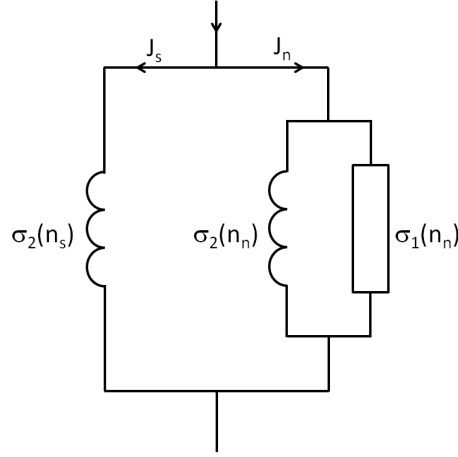


Figure 2.2 – Schéma illustrant le modèle à deux fluides. Le courant total est la somme des deux contributions $J = J_s + J_n$.

deux fluides proposé par C. J. Gorter et H. B. G. Casimir [24]. Ils suggèrent une approche de la supraconductivité en traitant de manière distincte les électrons dans l'état supraconducteur et ceux dans l'état normal. L'intérêt de ce modèle est qu'il permet d'avoir une relation entre les densités de porteurs et la température dans le matériau. En effet, en dessous de la température critique T_C , les densités d'électrons supraconducteurs n_s et d'électrons normaux n_n (avec la densité d'électron totale $n = n_s + n_n$) sont reliées à la température du matériau supraconducteur par la relation empirique

$$\frac{n_s}{n} = 1 - (T / T_C)^4 \quad (2.7)$$

Le schéma 2.2 illustre le modèle à deux fluides. Les électrons supraconducteurs de densité n_s , se déplaçant sans perte dans le matériau, ont une conductivité sous forme d'une réactance pure tandis que les électrons normaux de densité n_n ont une contribution réactive et résistive.

Pour les électrons normaux, le modèle de Drude peut s'appliquer en prenant en compte le temps moyen entre deux collisions successives τ . L'équation de mouvement est

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -e\vec{E} - \frac{m_e}{\tau} \vec{v} \quad (2.8)$$

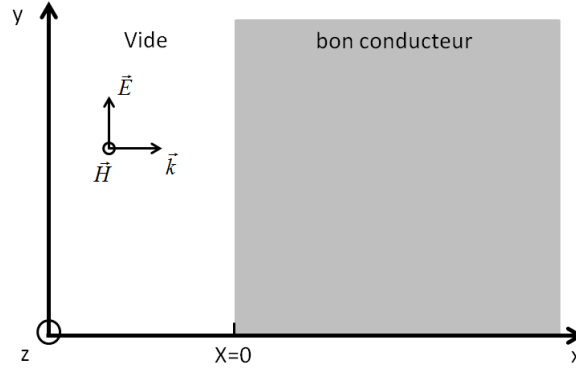


Figure 2.3 – Schéma d'une interface vide/bon conducteur.

En faisant de nouveau appel à la loi d'Ohm 2.2, le courant pour les électrons normaux s'écrit

$$\vec{J}_n = -n_n e \vec{v} = \frac{n_n e^2 \tau (1 - i\omega\tau)}{m_e (1 + \omega^2 \tau^2)} \vec{E} \quad (2.9)$$

puis en considérant $\omega\tau \ll 1$, ce qui est bien le cas pour les fréquences micro-ondes auxquelles nous travaillons, le terme réactif de l'équation précédente est négligé et la conductivité pour les électrons normaux s'écrit

$$\vec{J}_n = \sigma_n \vec{E} \quad \text{avec} \quad \sigma_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m_e} \quad (2.10)$$

Le modèle à deux fluides propose de combiner les contributions des électrons normaux n_n et des électrons supraconducteurs n_s . Ainsi, les équations 2.10 et 2.4 permettent d'écrire la conductivité totale

$$\sigma = \frac{n_n e^2 \tau}{m_e} - i \frac{n_s e^2}{m_e \omega} = \sigma_1 - i\sigma_2 \quad (2.11)$$

La conductivité a alors une composante réelle σ_1 provenant des électrons normaux n_n tandis que la partie imaginaire σ_2 vient des électrons supraconducteurs n_s .

L'impédance surfacique pour un bon conducteur est définie par

$$Z_S = \frac{E(x=0)}{H(x=0)} \quad (2.12)$$

A partir de la figure 2.3 et en considérant l'épaisseur de peau

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma}} \quad (2.13)$$

le champ électrique dans le bon conducteur s'écrit

$$E_y(x) = E_y(0)e^{-x(1+i)/\delta} \quad (2.14)$$

et en utilisant l'équation de Maxwell-Faraday, le champ magnétique se met sous la forme

$$H_z(x) = \frac{i}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} = \frac{1-i}{\omega\mu_0\delta} E_y(x) \quad (2.15)$$

Il devient alors possible d'écrire l'impédance surfacique comme

$$Z_S = \frac{E(x=0)}{H(x=0)} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2\sigma}} = (1+i) \sqrt{\frac{\omega\mu_0}{2(\sigma_1 - i\sigma_2)}} \quad (2.16)$$

Dans le cas d'un matériau supraconducteur refroidi à une température $T \ll T_C$, la quasi totalité des électrons est dans l'état supraconducteur et $\sigma_1 \ll \sigma_2$. Quelques manipulations mathématiques permettent de simplifier l'expression précédente de l'impédance surfacique sous la forme [25]

$$Z_S = R_S + i\omega L_S \approx \frac{1}{2}\omega^2\mu_0^2\lambda_L^3(T)\sigma_1 + i\omega\mu_0\lambda_L(T) \quad (2.17)$$

Cette expression montre que Z_S est fonction de la température T . Afin de maximiser $|Z_S|$, les couches supraconductrices utilisées sont toujours refroidies à des températures telles que $T \ll T_C$. L'autre effet recherché en refroidissant à très basse température est la minimisation de R_S et donc des pertes dans le supraconducteur.

2.1.3 L'inductance cinétique

Pour avoir une idée de ce que représente l'inductance cinétique au sein d'un matériau supraconducteur, il est intéressant de regarder de quelle manière l'énergie est stockée dans le matériau. Si l'on applique une champ électrique $E = E_0 e^{i\omega t}$ à un matériau supraconducteur, l'énergie se stocke sous forme d'énergie magnétique E_m et d'énergie cinétique E_{cin}

L'énergie magnétique est due à la géométrie du supraconducteur et s'exprime classiquement par

$$E_m = \int_V \frac{\mu_0 H^2}{2} dV = \frac{1}{2} L_{\text{géo}} I^2 \quad (2.18)$$

où $L_{géo}$ est une inductance dépendant uniquement de la géométrie du film supraconducteur utilisé.

Dans le cas d'un métal normal, les porteurs de charge sont rapidement diffusés dans le réseau et la contribution cinétique n'est pas prise en compte. Ce n'est plus le cas dans un métal supraconducteur où les électrons se déplacent sans résistance. Ainsi, si le champ électrique varie dans le matériau supraconducteur les électrons répondent avec du retard en raison de la vitesse acquise en se déplaçant sans résistance. Ce retard entre le mouvement des électrons supraconducteurs et le champ électrique est à l'origine de l'inductance cinétique qui s'exprime par

$$E_{cin} = \int_V \frac{m_e n_s v_0^2}{2} dV = \frac{m_e}{2n_s e^2} \int_V J_s^2 dV = \frac{1}{2} L_{cin} I^2 \quad (2.19)$$

Dans le cas d'un film supraconducteur d'épaisseur t suffisamment petite devant la longueur de pénétration de London λ_L , l'inductance cinétique par carré s'exprime par

$$L_{cin} = \frac{m_e}{n_s e^2 t} = \frac{\mu_0 \lambda_L^2}{t} \quad \text{pH}/\square \quad (2.20)$$

Contrairement à $L_{géo}$, la valeur de L_{cin} ne dépend pas uniquement de la géométrie mais aussi de la densité de porteur supraconducteur n_s . Si la température augmente dans le supraconducteur ou bien si n_s diminue sous l'effet de l'absorption de photons brisant la supraconductivité alors la valeur de l'inductance cinétique augmente. Il est possible de comprendre ce phénomène en se rappelant le modèle à deux fluides précédent. Le matériau supraconducteur est refroidi à $T \ll T_C$ de sorte que tous les électrons soient dans l'état supraconducteur $n = n_s$. A présent, la température est augmentée donnant naissance à des quasiparticules n_n et rendant le matériau plus résistif. Comme la densité totale de porteur $n = n_s + n_n$ est constante, la densité d'électrons supraconducteurs n_s diminue conduisant à une hausse de l'inductance cinétique (équation 2.20). Le principe des détecteurs à inductance cinétique est résumé dans cette explication. L'absorption de photons, équivalent à une hausse de température, provoque une hausse de la résistance AC du matériau et de son inductance cinétique respectivement par apparition de quasiparticules et diminution d'électrons supraconducteur.

Une grandeur intéressante pour caractériser les détecteurs à inductance cinétique est la fraction d'inductance cinétique

$$\alpha = \frac{L_{\text{cin}}}{L_{\text{cin}} + L_{\text{géo}}} \quad (2.21)$$

La valeur de l'inductance $L_{\text{géo}}$ est déterminée par simulation électromagnétique de la géométrie du film fin considéré. Dans le prochain paragraphe une expression donnant la valeur de l'inductance cinétique en fonction des propriétés physiques du matériau utilisé est introduite.

2.1.4 Approche microscopique

La théorie présentée précédemment est assez intuitive mais ne permet pas d'expliquer complètement la supraconductivité. La théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer (Théorie BCS) propose une approche quantique du phénomène de supraconductivité et permet de le décrire de façon bien plus précise [15]. Le principal résultat dont nous nous servons concerne l'appariement des électrons en paires de Cooper dans l'état supraconducteur. La notion de paire peut se comprendre de la façon suivante : à très basse température $T \approx 0$ K, les ions du réseau ne subissent aucune agitation thermique. Si un électron (chargé négativement) se déplace au sein du réseau alors les ions (chargés positivement) vont être très légèrement attirés par l'électron, créant localement un excès de charge positive. Ce petit excès de charge positive attire alors un second électron d'où la notion de paire de Cooper. Ces électrons sont liés par une énergie 2Δ dont la valeur a été déterminée expérimentalement par la formule suivante

$$2\Delta = 3,52 k_B T_C \quad (2.22)$$

dans laquelle k_B représente la constante de Boltzmann et T_C la température de transition supraconductrice du matériau¹.

Ainsi pour briser une paire de Cooper, l'énergie à apporter doit être telle que $E > 2\Delta$. Dans le cas des détecteurs en aluminium utilisés, la température critique T_C est de 1,4 K ce qui donne une énergie $2\Delta = 0,42$ meV ~ 102 GHz. L'instrument

1. Le coefficient 3,52 est la valeur BCS bien adaptée à l'aluminium mais pas forcément à d'autres matériaux. Pour le TiN par exemple, cette valeur est de 4 [26]

NIKA-2 détecte des ondes millimétriques de fréquences centrées autour de 150 GHz et 240 GHz dont l'énergie est bien supérieure à l'énergie du gap supraconducteur.

A l'aide de la théorie BCS, l'inductance cinétique par carré peut s'exprimer en fonction de la valeur du gap supraconducteur Δ selon la relation suivante

$$L_{\text{cin}} = \frac{\hbar \rho_n}{\pi \Delta t} \quad (2.23)$$

où \hbar est la constante de Planck réduite, $\rho_n = 1/\sigma_n$ est la résistivité du matériau avant la transition supraconductrice et t son épaisseur. Comme déjà vu précédemment avec l'équation 2.19, L_{cin} est inversement proportionnelle à la densité d'électrons supraconducteurs n_s . Cette seconde expression pour L_{cin} est plus facilement utilisable dans notre cas car elle fait appel à des grandeurs, ρ et T_C , facilement mesurables en laboratoire.

2.2 Principe de fonctionnement des détecteurs à inductance cinétique

2.2.1 Notions d'électronique sur les résonateurs

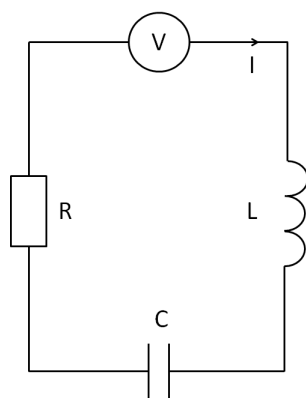


Figure 2.4 – Schéma électrique d'un résonateur RLC série.

Les détecteurs à inductance cinétique sont équivalents à des résonateurs RLC séries de la figure 2.4 qui peuvent être décrits assez simplement avec quelques notions

d'électronique. L'impédance d'un tel circuit alimenté par une tension de pulsation ω est la somme des impédances des différents composants

$$Z = R + \frac{1}{jC\omega} + jL\omega = R + j\frac{LC\omega^2 - 1}{C\omega} \quad (2.24)$$

Le phénomène de résonance est observé lorsque les impédances de la capacité et de l'inductance se compensent, l'impédance du circuit est alors purement réelle et vaut $Z = R$, cela correspond à une pulsation ω_0

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{et la fréquence de résonance est} \quad f_0 = \omega_0/2\pi \quad (2.25)$$

Quand le résonateur approche de sa fréquence de résonance, une moitié de l'énergie est stockée dans l'inductance et l'autre dans la capacité sous les formes suivantes

$$E_{\text{stockée}} = \frac{1}{2}LI^2 = \frac{1}{2}CV^2 \quad (2.26)$$

tandis que la résistance dissipe la puissance

$$P_{\text{dissipée}} = \frac{1}{2}RI^2 = \frac{1}{2}\frac{V^2}{R} \quad (2.27)$$

Le facteur de qualité d'un résonateur est une grandeur permettant de définir sa capacité à conserver l'énergie qu'il a emmagasinée, il est défini par

$$Q_i = \omega_0 \frac{\text{énergie stockée}}{\text{puissance dissipée}} = \omega_0 \frac{L}{R} = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (2.28)$$

Q_i est le facteur de qualité intrinsèque du circuit résonant. Pour alimenter et lire électriquement le résonateur, il doit être couplé à une ligne de transmission comme sur le schéma 2.5 (a) où le couplage est représenté par une inductance mutuelle M .

Ce couplage induit des pertes supplémentaires, le facteur de qualité de couplage Q_C y est associé. Pour un tel système, le facteur de qualité total Q_T est défini à partir du facteur de qualité intrinsèque du résonateur Q_i et du facteur de qualité de couplage Q_C par

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_C} \quad (2.29)$$

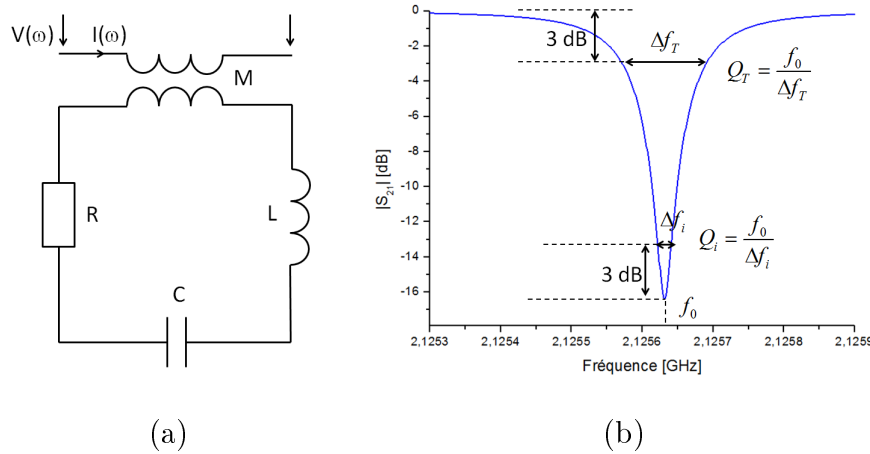


Figure 2.5 – (a) Schéma électrique d'un résonateur RLC série couplé à une ligne d'alimentation par une inductance mutuelle M. (b) Amplitude du coefficient de transmission d'une ligne sur laquelle est couplé un résonateur. Les différents facteurs de qualité sont déterminés à partir de cette courbe de résonance.

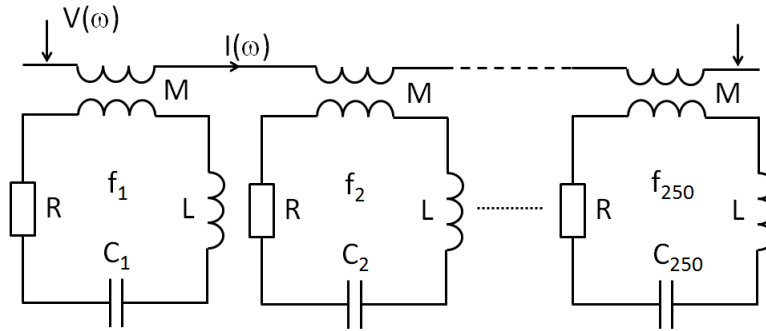


Figure 2.6 – Schéma électrique du multiplexage fréquentiel de résonateurs. Chaque résonateur dont la valeur de la capacité diffère est couplé à la même ligne de transmission.

En regardant l'amplitude du coefficient de transmission $|S_{21}|$ de la ligne de transmission comme illustré sur la figure 2.5 (b), la résonance apparaît à la fréquence f_0 et correspond à une absorption de la puissance contenue dans la ligne par le résonateur. La largeur et la profondeur de la résonance sont reliées aux facteurs de qualité Q_i et Q_T

2.2.2 Le multiplexage fréquentiel

Dans une matrice de détecteurs, plusieurs centaines de résonateurs ayant des fréquences de résonance différentes sont couplés inductivement à une ligne de transmission comme présenté sur la figure 2.6. Comme $f_0 \propto 1/\sqrt{LC}$, en changeant la valeur de la capacité C d'un résonateur à l'autre, une répartition homogène des fréquences de résonances peut être obtenue. Les facteurs de qualité des résonateurs

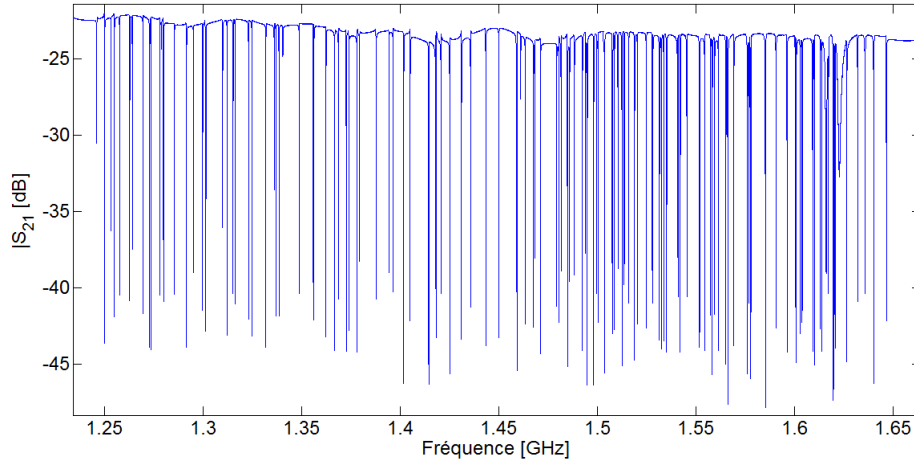


Figure 2.7 – Amplitude du coefficient de transmission de la ligne de transmission d’une matrice contenant 132 résonateurs. Chaque pic correspond à un résonateur.

étant très élevés, les résonances sont très fines comme l’explique la figure 2.5. Cela permet de disposer un grand nombre de résonances dans une bande de fréquence limitée comme sur le spectre de la figure 2.7.

Une telle matrice est idéale lorsque plusieurs conditions sont réunies :

- chaque résonance est bien séparée de sa voisine. Aucune double résonance ni chevauchement n’est constaté
- les facteurs de qualité Q_i et Q_C sont à peu près égaux et leurs répartitions sont homogènes signifiant que toutes les résonances ont la même forme
- la ligne de base est la plus plate possible. Cela signifie qu’il n’y a pas de désadaptation de la ligne de transmission de la matrice et qu’aucune onde n’entre en résonance au sein de la ligne

Bien entendu ces conditions sont rarement toutes réunies et dans la pratique de nombreuses matrices sont analysées afin de sélectionner les meilleures à installer au télescope.

2.2.3 Réponse des détecteurs

L’analogie entre le résonateur RLC et le détecteur à inductance cinétique est présentée sur la figure 2.8. Le résonateur RLC est lithographié dans un métal supraconducteur de sorte que les photons incidents brisent des paires de Cooper dans

le supraconducteur faisant varier la valeur de l'inductance cinétique du matériau et donc la fréquence de résonance du résonateur.

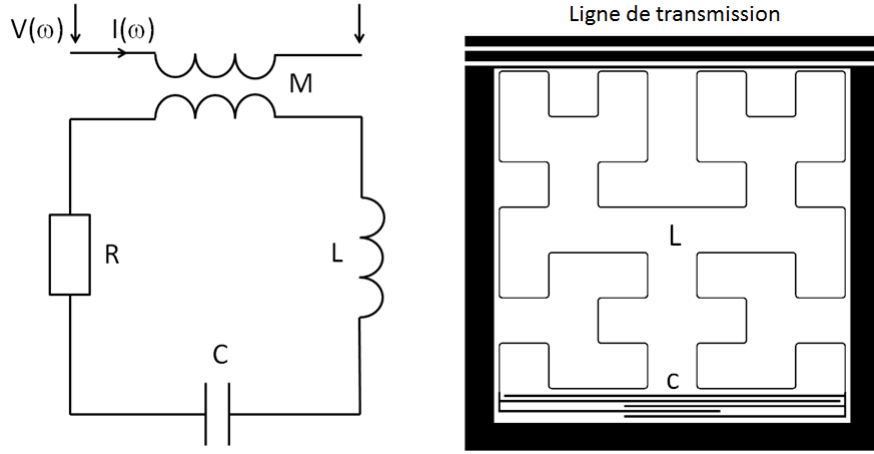


Figure 2.8 – Analogie entre le résonateur RLC et le détecteur à inductance cinétique. Le méandre inductif ayant une forme de courbe de Hilbert permet l'absorption des deux polarisations de la lumière [27]. Les doigts capacitifs de longueur variable assurent la répartition fréquentielle. L'ensemble méandre et capacité étant couplé inductivement à une ligne de transmission coplanaire.

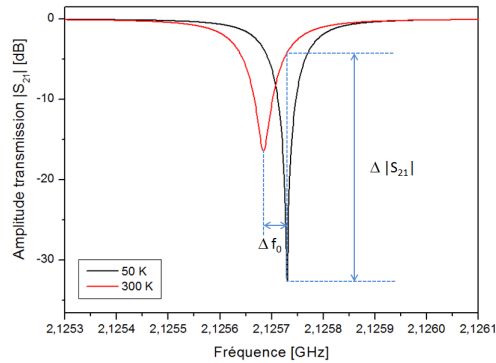


Figure 2.9 – Réponse en amplitude d'un résonateur à deux corps noirs de température 300 K et 50 K. La fréquence de résonance f_0 est décalée vers les basses fréquences de quelques kHz et l'amplitude $\Delta|S_{21}|$ de la résonance diminue.

Pour des petites variations de puissance optique incidente ΔP_{opt} , les variations d'inductance cinétique ΔL_{cin} et de fréquence de résonance Δf_0 sont linéaires avec ΔP_{opt} [28]. Le décalage de la fréquence de résonance est mesuré par l'intermédiaire de la mesure de la variation de l'amplitude $\Delta|S_{21}|$ comme sur la figure 2.9. La réponse d'un détecteur est maximisée s'il possède un faible volume, donc une faible épaisseur du métal supraconducteur, et une grande valeur de fraction d'inductance cinétique α (équation 2.21).

2.2.4 Sensibilité des détecteurs

La sensibilité des détecteurs à inductance cinétique est limitée par plusieurs sources de bruits :

- le bruit intrinsèque du détecteur issu du mécanisme de génération-recombinaison des paires de Cooper.
- le bruit de photon dépendant de la source observée, de l'émission de l'atmosphère et du télescope.
- le bruit du ciel provenant des fluctuations à basse fréquence de l'atmosphère dans la ligne de visée du télescope. Si l'atmosphère est trop instable, les observations n'ont pas lieu.
- le bruit généré par l'électronique de mesure censé être suffisamment faible pour ne pas être un facteur limitant pour les détecteurs.
- Le bruit des systèmes à deux niveaux (TLS *Two-Level System*) est identifié par plusieurs auteurs dans des dispositifs à résonateurs supraconducteurs [29–31]; mais l'origine de ce bruit ainsi que son influence ne sont pas encore parfaitement comprises. Le bruit TLS apparaît aux interfaces avec un diélectrique amorphe, par exemple entre l'oxyde natif du substrat et le métal du résonateur. Même à très basse température, des atomes peuvent changer d'état à l'interface et induire des perturbations dans le résonateur résultant en un bruit de composante $1/f$.

Le bruit de génération-recombinaison

La valeur moyenne du nombre de quasiparticules et de paires de Cooper fluctue en permanence dans un métal supraconducteur refroidi à $T \ll T_C$. Comme les détecteurs à inductance cinétique fonctionnent justement par analyse de la variation du nombre de paires de Cooper, il est important de voir comment elles se réorganisent sous aucune illumination. Le bruit de génération-recombinaison en NEP est donné par

$$NEP_{G-R} = 2\Delta \sqrt{\frac{N_{qp}}{\tau_{qp}}} \quad (2.30)$$

où Δ représente le gap supraconducteur, N_{qp} est le nombre de quasiparticules diminuant exponentiellement avec la température et τ_{qp} le temps de vie des quasiparticules, c'est à dire le temps nécessaire pour qu'elles se recombinent en paires de Cooper, qui diminue en T_C^{-2} . Donc en travaillant à très basse température $T_{base} = 100$ mK, ce bruit est fortement diminué. Dans le cas des KIDs en aluminium utilisés pour NIKA-2, ce bruit de génération-recombinaison est d'environ 10^{-19} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ [32].

Le bruit de photon

En observation au télescope, le bruit de la source observée est à prendre en compte car les photons n'atteignent pas le détecteur de façon constante. La source observée connaît des fluctuations dans son émission ; la distribution suit une loi de Poisson et le bruit est $NEP_p = \sqrt{2h\nu P_{pix}}$ avec P_{pix} la puissance reçue par le détecteur étant de l'ordre de quelques picowatts. En prenant en compte l'aspect ondulatoire de la lumière, les photons sont des bosons et arrivent donc par paquets d'ondes sur les détecteurs, le bruit de boson $NEP_b = \sqrt{2k_B T_{eq} P_{pix}}$ y est associé, où T_{eq} est la température équivalente de la source vue par les détecteurs et dépendant des conditions expérimentales, elle est d'environ 16,5 K au télescope de 30 m. Finalement

$$NEP_{Photon}^2 = 2h\nu P_{pix} + 2k_B T_{eq} P_{pix} \quad (2.31)$$

Le bruit de photon est estimé à 9×10^{-17} W/ $\sqrt{\text{Hz}}$ pour la bande 1 mm au télescope de l'IRAM [33] et est supérieur au bruit de génération-recombinaison, il est donc a priori le facteur limitant dans l'utilisation du détecteur. Pour effectivement considérer que ce bruit représente la limite fondamentale des détecteurs, il faut réussir à limiter toutes les autres sources de bruits possibles comme le bruit des détecteurs, de l'environnement instrumental ou bien de l'électronique de mesure à des valeurs en dessous du bruit de photon.

2.3 Procédé de fabrication de matrices de détecteurs

La partie de droite de la figure 2.8 représente un résonateur de type LEKID *Lumped Element Kinetic Inductance Detector* ; chaque résonateur est composé d'un méandre inductif fixant la valeur de l'inductance géométrique et de doigts capacitifs

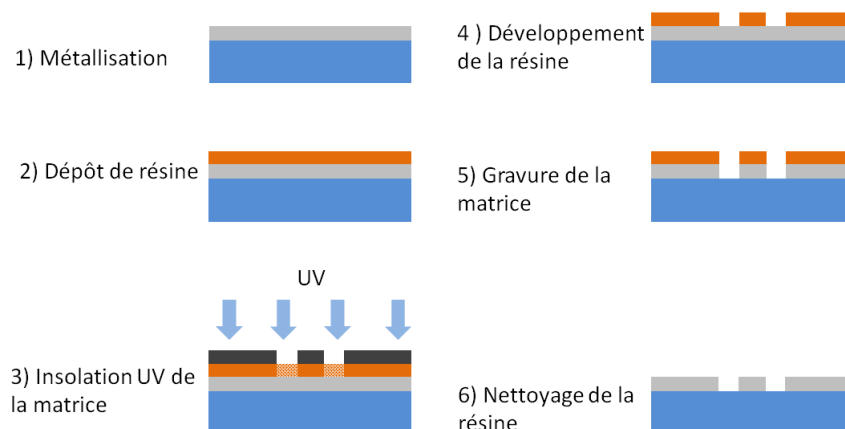


Figure 2.10 – Schémas illustrant les différentes étapes du procédé de fabrication d’une matrice de détecteurs à inductance cinétique. Le substrat de silicium est de couleur bleu et la matrice de détecteurs de couleur grise.

dont les longueurs peuvent varier de façon à faire changer la valeur de la capacité. Ainsi une fréquence de résonance $\omega_0 \propto 1/\sqrt{L_{\text{géo}}C}$, qui diffère de celles de ses voisins, est attribuée à chaque résonateur dans une matrice permettant d’assurer le multiplexage fréquentiel.

Le procédé de fabrication d’une matrice de détecteur est décrit sur la figure 2.10. Premièrement, une fine couche de quelques nanomètres de métal supraconducteur est déposée sur un substrat de silicium. Ensuite une résine positive est déposée sur le métal pour réaliser l’étape de photolithographie optique avec un masque sur lequel est dessiné la matrice de détecteurs. Le développement de la résine révèle les résonateurs avant les dernières étapes de gravure des structures et de nettoyage de la matrice. Le procédé de fabrication de matrices de détecteurs à inductance cinétique est donc particulièrement simple puisqu’il se résume à une métallisation suivie d’une seule étape de photolithographie. Cependant, il ne faut pas négliger certaines difficultés à surmonter lors de ce procédé. Par exemple, les films utilisés doivent être de bonne qualité et cette qualité doit être maintenue tout au long du procédé ce qui demande une attention particulière lors des différentes étapes technologiques. Pour réaliser des matrices de plusieurs milliers de résonateurs, l’étape de lithographie est la plus cruciale et doit être la plus propre possible pour éviter les petits défauts de tailles d’environ $10\ \mu\text{m}$ qui peuvent court-circuiter les lignes de lecture de la matrice et la rendre inutilisable.

Chapitre 3

Identification des contraintes technologiques

Certaines contraintes sont à respecter pour produire des matrices de détecteurs ayant des bonnes performances. Ces contraintes mettent en évidence le problème complexe auquel nous sommes confrontés pour la réalisation des matrices. En effet, plusieurs paramètres sont à prendre en compte et un certains nombres d'entre eux se contredisent suivant l'aspect que l'on souhaite optimiser. Finalement, trois grands axes ont été identifiés et sont détaillés dans ce chapitre. Le premier est le choix du matériau supraconducteur qui doit avant tout avoir les propriétés d'excitations requises pour effectivement détecter les ondes millimétriques. Puis les différents procédés de fabrication, parmi ceux disponibles à l'IRAM, doivent être optimisés pour travailler sur des couches supraconductrices dont les propriétés physiques sont contrôlées et homogènes. Enfin, la conception des détecteurs impose de respecter certaines règles afin de les intégrer parfaitement au sein de l'optique du télescope ou encore de l'électronique de lecture tout en donnant la meilleur sensibilité possible.

3.1 Le choix du matériau

Le principe de base de la détection repose sur le fait que les photons millimétriques incidents brisent des paires de Cooper entraînant une modification de l'impédance de surface du matériau supraconducteur utilisé. Comme expliqué au chapitre 2, les photons incidents doivent avoir une énergie $E = h\nu > 2\Delta \propto k_B T_C$ pour briser des paires de Cooper. Ceci impose une condition sur la valeur de la tem-

pérature critique T_C qu'il est absolument nécessaire de respecter et qui conditionne le choix du matériau supraconducteur. Dans le cas de la détection millimétrique et de l'expérience NIKA-2, les KIDs doivent détecter dès 120 GHz pour la bande 2 mm, imposant une température critique du détecteur T_C inférieure à 1,7 K. Cette condition sur la valeur de la T_C réduit déjà le choix des matériaux supraconducteurs utilisables puis pour affiner ce choix, LeDuc et al. proposent l'utilisation du facteur de mérite \mathcal{F} décrivant les performances des détecteurs à inductance cinétique et se mettant sous la forme suivante [34]

$$\mathcal{F} = \frac{\alpha \tau_{qp} Q_i}{N_0 V} \quad (3.1)$$

Où $\alpha = L_{\text{cin}} / (L_{\text{cin}} + L_{\text{géo}})$ est la fraction d'inductance cinétique définie précédemment (équation 2.21), τ_{qp} le temps de recombinaison des quasiparticules, Q_i le facteur de qualité du résonateur considéré, V son volume et N_0 la densité d'état électronique dans le matériau supraconducteur. Obtenir de bonnes performances pour les détecteurs revient à maximiser le facteur de mérite \mathcal{F} ; il est alors nécessaire d'utiliser des films supraconducteurs possédant une grande valeur d'inductance cinétique garantissant un grand coefficient α , un bon temps de vie des quasiparticules de l'ordre de la centaine de micro-secondes. Enfin, si la couche de métal supraconducteur est fine, le volume actif du détecteur sera effectivement petit et cela contribuera également à un meilleur facteur de mérite.

Comme le montre l'équation 2.23 du chapitre précédent, l'inductance cinétique est inversement proportionnelle à l'épaisseur t de la couche supraconductrice $L_{\text{cin}} \propto 1/t$. Par conséquent, en diminuant l'épaisseur, l'effet sur le facteur de mérite \mathcal{F} est double car la fraction α augmente et dans le même temps le volume V du détecteur diminue. Finalement, il ressort que le critère principal pour obtenir des détecteurs performants est la déposition d'un film suffisamment fin, pour les KIDs c'est de l'ordre de la dizaine de nanomètres, et possédant une grande valeur d'inductance cinétique L_{cin} . Cependant, un compromis doit être trouvé car des films trop fins auront une grande valeur de résistance par carré et il ne deviendra alors plus possible d'absorber efficacement les photons millimétriques.

Matériaux élémentaires

L'avantage des matériaux élémentaires est que leurs propriétés physiques sont gouvernées par la technique de déposition et l'épaisseur de la couche. La condition sur la valeur de la température critique $T_C < 1,7\text{ K}$ conduit naturellement à l'utilisation de l'aluminium pour lequel $T_{C,Al} = 1,4\text{ K}$. L'aluminium est un métal pur couramment utilisé en laboratoire et son comportement à haute fréquence est bien expliqué par la théorie de Mattis-Bardeen [35], le rendant parfaitement adapté aux détecteurs à inductance cinétique. L'aluminium ne possède pas une très grande valeur de L_{cin} mais en jouant sur l'épaisseur de la couche, il est possible d'atteindre $L_{\text{cin}} = 2\text{ pH}/\square$ garantissant déjà un coefficient $\alpha \simeq 0,2$ raisonnable pour une géométrie de détecteur donnée.

Composés chimiques

Pour optimiser davantage les performances des KIDs, il est possible d'utiliser des matériaux à haute valeur d'inductance cinétique. C'est le cas de composés chimiques tels que le nitrure de titane TiN sub-stœchiométrique [34], le niobium silicium NbSi [36], le nitrure de niobium titane NbTiN [37] ou encore le platine silicium PtSi [38]. En plus de posséder une haute valeur de L_{cin} , ces matériaux présentent l'intérêt d'avoir une température de transition supraconductrice ajustable en fonction de la stœchiométrie dans la couche, permettant de choisir la valeur de la fréquence de gap et donc la gamme de fréquence à détecter. Par exemple, en diminuant T_C vers $0,8\text{ K}$, il est possible de détecter la bande 3 mm (80 GHz) inaccessible avec des KIDs en aluminium. Ces composés peuvent être soit déposés par une procédé réactif ou à partir d'un bloc de matériau ayant déjà la stœchiométrie souhaitée. Dans les deux cas, la principale contrainte est d'obtenir des films homogènes pour la réalisation de matrices de détecteurs et il est bien plus facile d'obtenir une uniformité à grande échelle sur des dépôts classique que pour des dépôts réactifs.

Multicouches

Une autre solution consiste à utiliser des multicouches supraconductrices de Ti/Al [39] ou bien de Ti/TiN [40] [41]. L'utilisation de bi-couche de métaux ou de su-

praconducteurs permet d'ajuster la valeur de la température de transition supraconductrice par effet de proximité [42]. Par exemple, une bicouche de Ti10 nm/Al25 nm peut avoir une $T_C = 0,85$ K et donc remplir la condition pour détecter la bande 3 mm [39]. L'intérêt de superposer des couches de matériaux élémentaires ayant chacun une T_C uniforme est qu'un bon contrôle de l'homogénéité de la température critique est possible dans la bicouche.

3.2 Les procédés de micro-fabrication

La simplicité du procédé de fabrication des matrices de KIDs est un atout car la production de nombreuses matrices dans un temps relativement réduit permet de réaliser énormément de tests sur les techniques de dépôt, la géométrie des détecteurs, l'organisation matricielle ou bien sur les différents matériaux supraconducteurs disponibles. Évidemment, ceci n'est envisageable qu'avec un procédé reproductible assurant la mesure de matrices comparables. Les techniques de dépôt par voie physique utilisées à l'IRAM garantissent la synthèse de films reproductibles et de bonnes qualités en raison du vide poussé régnant dans les bâtis de dépôt.

Une condition primordiale à la réalisation de matrices de détecteurs est la production de film supraconducteur dont les propriétés physiques sont homogènes. En effet la valeur de l'inductance cinétique du matériau, permettant de fixer la valeur des résonances $f_0 \propto 1/\sqrt{L_{cin}}$, doit être uniforme sur tout le substrat, sinon il devient impossible d'obtenir des matrices de centaines de résonateurs sur des grandes surfaces de sorte que chaque résonance soit bien séparée de sa voisine dans le domaine fréquentiel. L'épaisseur et la stœchiométrie sont les paramètres qui prédominent pour fixer la valeur de l'inductance cinétique dans un film. Ces deux paramètres sont d'un intérêt pour les travaux présentés dans ce manuscrit comme les détecteurs fabriqués l'ont été exclusivement à base d'aluminium et de nitrure de titane.

L'épaisseur

L'inductance cinétique dans une couche augmente lorsque l'épaisseur de la couche est diminuée et l'effet s'accroît aux faibles épaisseurs de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Afin de maximiser les performances des détecteurs à inductance ciné-

tique, il est nécessaire de travailler sur des films fins d'aluminium dont les épaisseurs sont d'environ 20 nm. En fonction des différents designs de matrice, cette épaisseur est comprise entre 18 nm et 25 nm ; cela correspond à une gamme où L_{cin} varie énormément ($L_{\text{cin},25\text{ nm}} = 1\text{ pH}/\square$ et $L_{\text{cin},18\text{ nm}} = 2\text{ pH}/\square$). Assurer un dépôt d'aluminium dans ces épaisseurs de façon très homogène sur un substrat de diamètre 100 mm avec les techniques de déposition par voie physique classiquement utilisées est difficilement réalisable. Dans le cas du nitrure de titane, l'influence de l'épaisseur sur la valeur de L_{cin} est moins importante que la stœchiométrie du film. De plus, l'étude des matrices en TiN en étant encore à ses débuts à l'IRAM, les dépôts et les matrices sont pour l'instant réalisés sur des substrats de diamètre 50 mm sur lesquels l'épaisseur se trouve être bien uniforme.

La stœchiométrie

Pour le nitrure de titane, la valeur de la température de transition supraconductrice et donc du gap supraconducteur varie avec la teneur en azote dans la film. De plus, cette variation est la plus importante pour des valeurs de T_C autour de 0,5 K – 1,5 K ; c'est-à-dire comprenant les températures critiques visées pour une application à la détection millimétrique. Il est alors nécessaire de contrôler du mieux possible la teneur en azote dans le film lors du dépôt réactif de TiN afin d'assurer une uniformité du gap supraconducteur et de l'inductance cinétique dans le film.

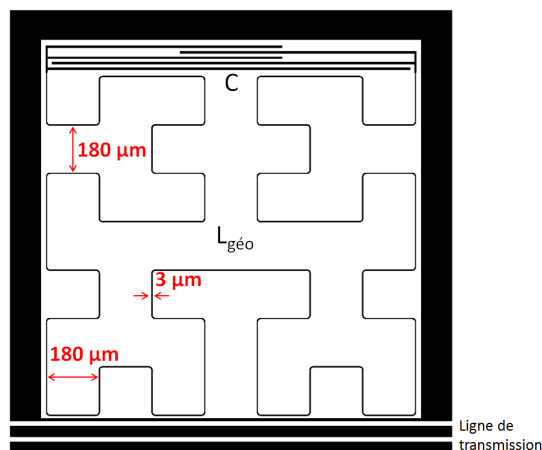


Figure 3.1 – Schéma d'un résonateur. Le méandre inductif a une forme de courbe de Hilbert d'ordre 3. Les doigts capacitifs de longueurs variables assurent la répartition fréquentiel. La distance entre deux ligne du méandre est $s = 180 \mu\text{m}$ et la largeur du méandre $w = 3 \mu\text{m}$.

3.3 La conception des détecteurs

Les contraintes par rapport aux choix des matériaux et aux procédés de fabrication s'accompagnent d'exigences concernant le design des résonateurs. Chaque résonateur est lithographié dans le métal supraconducteur et possède des doigts capacitifs et un méandre inductif en forme de courbe de Hilbert d'ordre 3. Cette géométrie en courbe de Hilbert permet d'absorber les deux polarisations de la lumière avec un même KID [27]. Le résonateur est couplé à une ligne de transmission électrique comme sur la figure 3.1. La géométrie des résonateurs ne peut être choisie au hasard et doit répondre à certains critères.

La géométrie des détecteurs

La matrice de détecteurs se situe dans le plan focal image du système optique de NIKA-2 et sur ce plan, les photons incidents forment une tache de taille angulaire égale à $1,03\lambda/D$ avec λ la longueur d'onde des photons observés et $D = 28,6\text{m}$ le diamètre utile du télescope. Les données du tableau 3.1 donnent la taille des détecteurs en fonction de la taille de la tache de diffraction. L'échantillonnage de la tache de diffraction pour les détecteurs ne semblent pas optimal mais ce défaut est corrigé en utilisant le balayage du télescope et donc de la matrice détecteur sur les sources observées.

Longueur d'onde observée [mm]	2	1	
Taille angulaire de la tache de diffraction [arcsec]	14,9	9,3	
Diamètre de la tache de diffraction [mm]	3,05	1,90	
Côté d'un détecteur carré [mm]	2,3	1,60	2
Rapport taille détecteur/tache	0,75	0,84	1,05

Tableau 3.1 – Données sur l'échantillonnage de la tache de diffraction pour les détecteurs. Pour les détecteurs de la bande 1 mm, deux géométries de détecteur ont été utilisées.

Une fois la taille du détecteur fixée, le reste du résonateur comprenant le méandre inductif et les doigts de capacité doit s'organiser à l'intérieur du carré de façon à respecter des fréquences comprises entre 1 GHz – 3 GHz. Ces valeurs correspondent à la bande de travail optimale des amplificateurs faible bruit dont est équipée l'électronique de mesure des matrices de détecteurs. Les différentes géométries des détecteurs sont simulées électriquement à l'aide du logiciel *Sonnet*¹ pour déterminer la position fréquentielle des résonances. De plus, pour correctement absorber la lumière, les résonateurs doivent respecter des conditions sur la valeur de la résistance par carré $R_{\square} = \rho/t$ et du taux de remplissage (*ff* : *filling factor*) du méandre inductif au sein du résonateur. En réglant correctement ces valeurs, l'impédance du résonateur peut être adaptée à l'impédance du vide et ainsi une absorption maximale dans le résonateur est possible. Des explications détaillées sont données dans les travaux de thèse de M. Rösch [27]. Il est surtout important de retenir que c'est le rapport R_{\square}/ff qui intervient au final pour maximiser l'absorption des ondes millimétriques dans le résonateur. La valeur de $R_{\square} = \rho/t$ est fixée par le choix du matériau et par son épaisseur sachant qu'une faible épaisseur maximise le facteur de mérite \mathcal{F} (équation 3.1). Le *filling factor* du méandre est donné par $ff = w/s$, la figure 3.1 représente un résonateur adapté à l'aluminium pour lequel $R_{\square}/ff \simeq 120 \Omega$. Pour augmenter la sensibilité des détecteurs, il faut travailler sur un petit volume mais sans diminuer davantage l'épaisseur sous les 18 nm. Une solution peut être de diminuer la largeur w mais elle est déjà de 3 μm et il devient difficilement concevable de produire des lignes plus fines de façon homogène, par lithographie optique, sur la longueur totale du méandre inductif d'environ 1 cm. Des petites variations de l'ordre du dixième de

1. Le logiciel de simulation électromagnétique *Sonnet* permet de prendre en compte l'effet supraconducteur en introduisant une inductance cinétique L_{cin} dans les calculs

micromètre sur la largeur du méandre entraînent immédiatement un changement de la valeur de l'inductance géométrique $L_{\text{géo}}$, censée être fixe pour chaque résonateur de la matrice, et provoque là aussi des chevauchements de résonances.

La modulation fréquentielle

La modulation en fréquence des résonateurs s'opère en jouant sur la longueur des doigts de capacité, le résonateur en possédant le plus a la plus grande valeur de capacité C et donc il donnera la résonance la plus basse dans la matrice puisque $f_0 \propto 1/\sqrt{LC}$. L'objectif est de répartir les résonateurs par résonance croissante, donc en diminuant petit à petit la valeur de la capacité comme sur la figure 3.2, en ayant un espacement fréquentiel constant et tout en respectant une bande disponible totale de 500 MHz, fixée par l'électronique de mesure NIKEL [9].

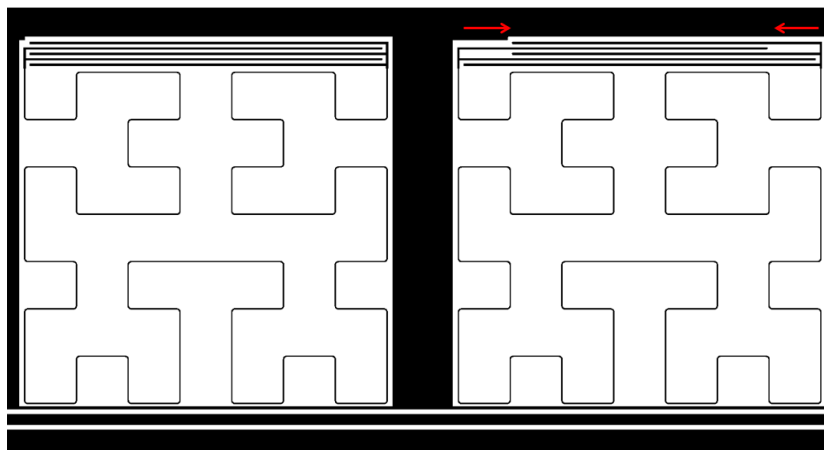


Figure 3.2 – Deux résonateurs ayant des longueurs de doigts de capacité différentes et donc une fréquence de résonance différente. Comme $C_{\text{gauche}} > C_{\text{droite}}$ alors $f_{0, \text{gauche}} < f_{0, \text{droite}}$.

Les plus grandes matrices fabriquées comptent 1932 résonateurs répartis sur 8 lignes de transmission, et au maximum 250 résonateurs doivent être placés par ligne dans une bande de 500 MHz ce qui correspond à un espacement entre chaque résonance de 2 MHz. C'est en jouant sur la longueur des doigts de capacité que cet espacement est atteint et des simulations montrent que cela correspond à réduire d'environ $2,5 \mu\text{m}$ la longueur de la capacité d'un résonateur à l'autre. Ce pas de longueur est déjà difficile à obtenir de façon homogène par lithographie optique et il n'est pas envisageable de le diminuer davantage. Autrement dit ; pour placer

davantage de résonateurs dans la matrice, il deviendra nécessaire de travailler sur une bande d'électronique plus large que les 500 MHz actuel².

La ligne de lecture

Différents types de ligne comme le guide d'onde coplanaire (*Coplanar Wave Guide CPW*), la ligne microruban (*MicroStrip MS*) ou bien la ligne microfente (*Coplanar Stripline CPS*) peuvent être utilisés comme lignes de transmission au sein des matrices de détecteurs à inductance cinétique. La principale contrainte étant une adaptation de la ligne à $50\ \Omega$ avec des dimensions raisonnables des largeurs des lignes ou des gaps.

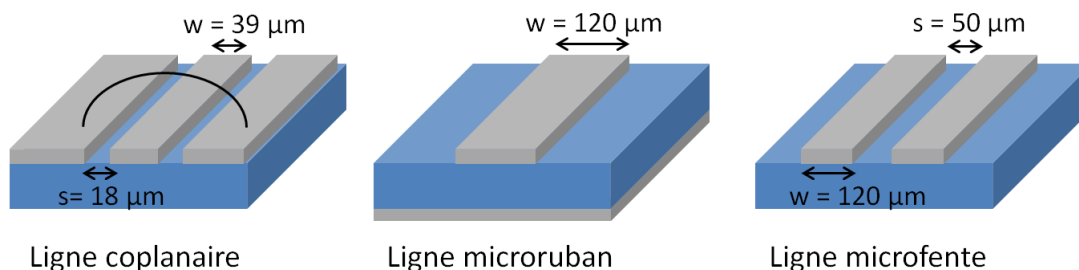


Figure 3.3 – Schémas des trois différentes lignes de transmission utilisées pour l'alimentation et la lecture des matrices de KIDs. Les dimensions fournies permettent une adaptation de la ligne à $50\ \Omega$.

Les schémas de la figure 3.3 illustrent les différentes lignes de transmission ainsi que des dimensions typiquement utilisées pour atteindre une impédance de $50\ \Omega$. Les lignes CPW et CPS ont comme désavantage de propager des modes asymétriques perturbant énormément la lecture des résonateurs couplés à la ligne. Dans le cas de la CPW, un moyen de se débarrasser de ces modes parasites est de connecter entre eux les deux plans de masse du guide d'onde part micro-soudure à intervalle régulier comme illustré sur la figure 3.3. Cette technique est utilisée sur les matrices de détecteurs pour NIKA-2 mais nécessite énormément de temps en raison de la longueur totale de la ligne de transmission qui est de quelques centimètres qui impose la réalisation manuelle de plusieurs centaines de micro-soudures. Le principal intérêt de la MS est de ne propager qu'un seul mode et ainsi de s'affranchir totalement des

². Des études R&D sont actuellement en cours pour augmenter la bande d'électronique de lecture de 500 MHz à 1000MHz

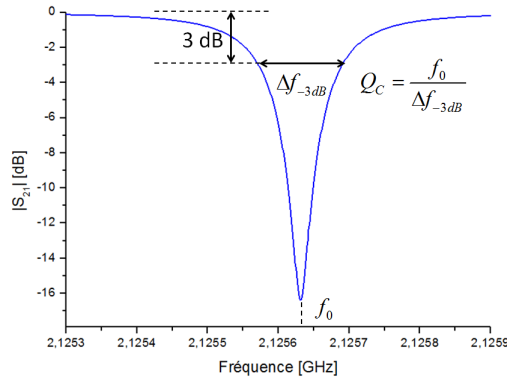


Figure 3.4 – Amplitude du coefficient de transmission d’une ligne sur laquelle est couplé un résonateur. Les différents facteurs de qualité sont déterminés à partir de cette courbe de résonance.

propagations parasites. La ligne de lecture est la partie la plus importante de la matrice car en cas de court-circuit, les résonateurs couplés à la ligne sont illisibles et donc la matrice inutilisable. Pour la CPW, les dimensions relativement petites ($w = 39 \mu\text{m}$ et $s = 18 \mu\text{m}$) rendent sa fabrication délicate car des petits défauts de lithographie se trouvant proche de la ligne de transmission peuvent facilement la court-circuiter. Dans le cas de la MS, sa largeur de $120 \mu\text{m}$ garantit une continuité quasi certaine sur toute la matrice.

Le couplage à la ligne de lecture

Le couplage des résonateurs à la ligne de transmission est un paramètre à maîtriser lors de la réalisation de matrice. La valeur du facteur de qualité de couplage ne peut être choisie au hasard. La sensibilité des KIDs est idéale dans le cas où $Q_i = Q_C$ [21]. Dans le cas des détecteurs conçus pour NIKA-2, cela correspond à un facteur de qualité de couplage $Q_C = Q_i \simeq 15\,000$. Cette valeur de facteur de qualité intrinsèque est fixée par le fond permanent atteignant les détecteurs et qui crée des quasi-particules participant à saturer la valeur de Q_i à environ 15 000. La valeur de Q_C est également importante à contrôler car elle détermine l’ouverture de la résonance par sa profondeur à -3 dB comme illustré sur la figure 3.4. Si l’ouverture de la résonance est trop importante, donc si Q_C est trop petit, il devient plus difficile de réaliser un multiplexage dense des résonances sans risquer des chevauchements. Des simulations, confirmées par des mesures de matrices, montrent qu’un facteur de qualité de couplage entre 10 000 et 20 000 donnent des résonances suffisamment

finer et permet d'espacer les résonances de 2 MHz. Cette valeur de 2 MHz explique pourquoi un maximum de 250 résonateurs par ligne de transmission couvrant une bande de 500 MHz est autorisé.

Le tableau 3.2 résume les différentes contraintes à respecter qui ont été abordées dans ce chapitre. Il ressort surtout que le gain ne peut pas se faire sur plusieurs aspects sans en détériorer d'autres dans le même temps. La réalisation de matrice de détecteurs, bien que relativement simple en terme de micro-fabrication, est finalement un problème complexe et il faut nécessairement trouver des compromis afin de maximiser les performances de ces matrices.

	Matériaux		Procédé		Design			
	Métaux purs	Composés chimiques	Teneur x_N	Volume LEKID		Nombre de KIDs	Ligne de transmission	
				Épaisseur t	Largeur méandre w		CPW	MS
Énergie de gap	Al = 105 GHz	TiN ajustable						
Valeur de L_{cin}		++	+	↘				
Films homogènes	+	-	à contrôler					
Performances optiques		+			corrélées	↗	+	-
Homogénéité matrice	+	-	-	↗		↘		+
Reproductibilité	+	-		↗		↘		+

Tableau 3.2 – Identification des différentes contraintes à respecter pour obtenir de bonnes performances des matrices de détecteurs. Les différents signes doivent être interprétés de la façon suivante : + : avantage ; - : désavantage ; ↗ : à augmenter ; ↘ : à diminuer.

Chapitre 4

Développement de matrices pour l'expérience NIKA-2

Le principal défi dans la conception des matrices pour NIKA-2 est le travail sur des substrats de diamètre 100 mm ce qui change considérablement par rapport à l'expérience précédente NIKA-1 pour laquelle les matrices étaient réalisées sur des substrats de diamètre 50 mm. En effet, des films toujours homogènes en épaisseur doivent être déposés et cela représente un challenge, avec les techniques de dépôt disponibles, pour ces plus grandes surfaces. Les techniques de dépôt et la caractérisation de l'épaisseur sont tout d'abord présentées puis les différents designs réalisés pour la fabrication de matrice de détecteurs pour la bande 1 mm de NIKA-2 sont introduits. Enfin, les mesures électriques des différentes configurations sont analysées et permettent d'expliquer la démarche favorisant le choix de la matrice pour une installation au télescope de 30 m. Nous nous intéressons ici uniquement à la conception des matrices pour la bande 1 mm en raison d'un partage des tâches au sein de la collaboration. Les matrices pour la bande 2 mm sont réalisées à l'Institut Néel tandis que l'IRAM est en charge de la fabrication des matrices de la bande 1 mm. Ce partage concerne uniquement la fabrication en salle blanche. Les réflexions sur les designs, les simulations ou bien les caractérisations des matrices sont réalisées en concertation entre les deux laboratoires.

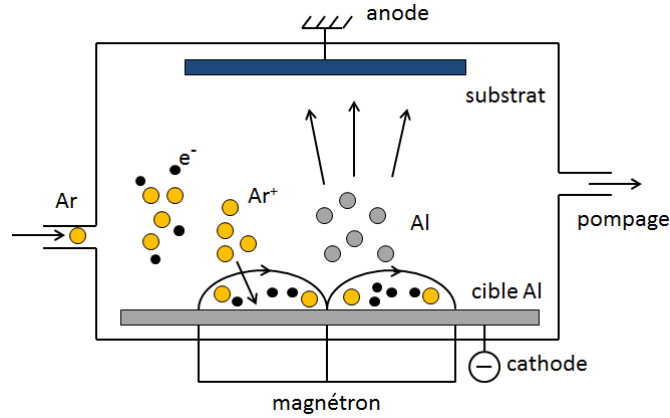


Figure 4.1 – Schéma de principe de la pulvérisation cathodique d'aluminium sur substrat 100 mm à partir d'une cible de diamètre 150 mm. Le magnétron permet de générer le champ magnétique confinant les électrons au voisinage de la cible.

4.1 Dépôt de films fins d'aluminium

4.1.1 Dépôt physique en phase vapeur

Les techniques de dépôts d'aluminium utilisées à l'IRAM sont des techniques dites de dépôt physique en phase vapeur (**Physical Vapour Deposition PVD**). Parmi les techniques PVD, la pulvérisation cathodique magnétron et l'évaporation par faisceau d'électrons ont été exclusivement utilisées.

La pulvérisation cathodique magnétron

En pulvérisation cathodique, les atomes à déposer sont extraits d'une cible par bombardement ionique et projetés sur le substrat (Schéma 4.1). En début de procédé, le substrat de silicium est introduit dans la chambre puis l'enceinte est pompée jusqu'à atteindre une pression de $P_{\text{base}} = 2 \times 10^{-8}$ mbar. De l'argon est introduit à un débit de 50 sccm^1 et à une pression de $1,3 \times 10^{-2}$ mbar puis une puissance de 650 W, correspondant à une tension de 350 V est délivrée à la cible. Des électrons extraits de la cathode ionisent les atomes d'argon. Les ions Ar^+ sont attirés par la cathode avec suffisamment d'énergie pour en extraire des atomes d'aluminium selon le mécanisme du schéma de la figure 4.2. Les atomes d'argon peuvent également arracher des électrons à la cible (électrons secondaires), ces électrons contribuent à l'ionisation des atomes d'argon et donc à l'entretien du plasma. Les atomes d'alu-

1. sccm signifie *Standard Cubic Centimeter per Minute* ($P = 1 \text{ atm}$ et $T = 20^\circ\text{C}$) est une unité de mesure de débit de gaz utilisé pour les dépôts par pulvérisation

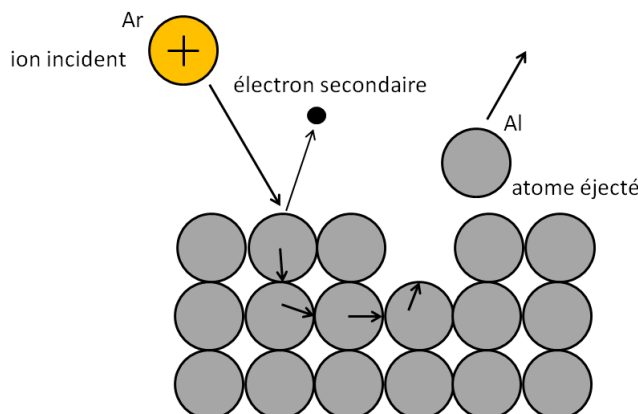


Figure 4.2 – Mécanisme de la pulvérisation. Deux processus entrent en jeu, l'arrachage des atomes à déposer ainsi que d'électrons secondaires.

minium ainsi éjectés de la cible se déposent dans l'enceinte et en particulier sur le substrat positionné en face de la cible.

Les pulvérisations réalisées sont des pulvérisations cathodiques magnétron. Cela signifie qu'un champ magnétique est appliqué perpendiculairement à la cible et permet de confiner les électrons secondaires augmentant ainsi le taux d'ionisation des atomes d'argon au voisinage de la cible et donc la pulvérisation de la cible. Cette technique permet d'obtenir une plus grande vitesse de dépôt. De plus, le fait de confiner les électrons à proximité de la cible permet d'éviter une sur-chauffe du substrat qui est alors uniquement soumis au bombardement des atomes à déposer. La vitesse de dépôt pour les films d'aluminium est d'environ 1,3 nm/s.

L'évaporation par faisceau d'électrons

L'évaporation produit des vapeurs d'un matériau à déposer, ces vapeurs sont ensuite condensées sur un substrat. Comme aucun autre gaz n'intervient dans le procédé, la pression correspond à la pression de base de l'enceinte de $P_{\text{base}} \simeq 2 \times 10^{-8}$ mbar et le flux d'atomes de matériau à déposer est très directif. Le schéma de la figure 4.3 illustre le principe de l'évaporation par faisceau d'électrons. L'aluminium à évaporer est placé dans un creuset en cuivre et est chauffé par bombardement électronique. Des électrons sont extraits d'un filament en tungstène puis sont déviés par un champ magnétique² pour venir chauffer l'aluminium présent dans le creu-

2. Le filament est situé de façon à ne pas recevoir d'atome d'aluminium évaporé, cela nécessite alors de dévier le faisceau d'électrons pour effectivement chauffer le creuset d'aluminium

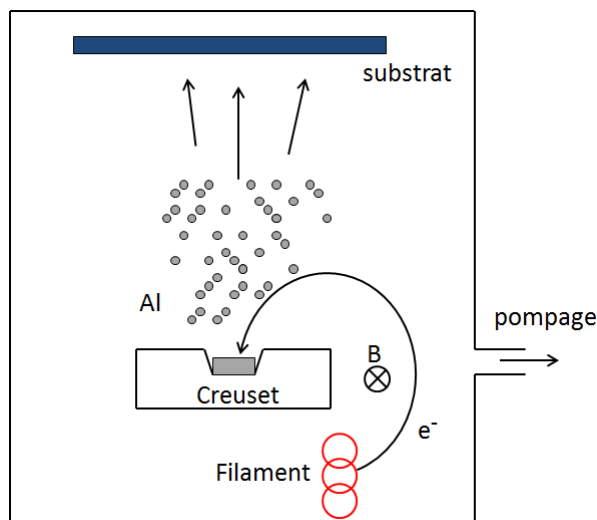


Figure 4.3 – Principe de l'évaporation par faisceau d'électrons.

set et l'évaporer. Les atomes d'aluminium se déplacent ensuite en ligne droite vers le substrat situé en regard du creuset. En jouant sur la puissance délivrée au filament, la vitesse d'évaporation est contrôlée ; dans notre cas la vitesse de dépôt est de 0,4 nm/s. La vitesse de dépôt est directement visualisable lors du procédé grâce à un dispositif de mesure de masse par microbalance à quartz. Un cristal piézoélectrique est mis au voisinage du substrat et reçoit donc de l'aluminium évaporé. La fréquence d'oscillation du quartz piézoélectrique varie avec la masse, c'est à dire avec la quantité d'aluminium déposée sur le quartz, ce qui permet de remonter à l'épaisseur d'aluminium déposée.

4.1.2 Qualité des couches déposées

La production de films homogènes en épaisseur sur des substrats de diamètre 100 mm est nécessaire à la réalisation de matrices de détecteurs comme expliqué au chapitre 3. L'ellipsométrie est utilisée pour déterminer l'épaisseur d'une couche d'aluminium. Les profils d'épaisseur sont donnés sur la figure 4.4 pour les deux différentes techniques de déposition décrites précédemment.

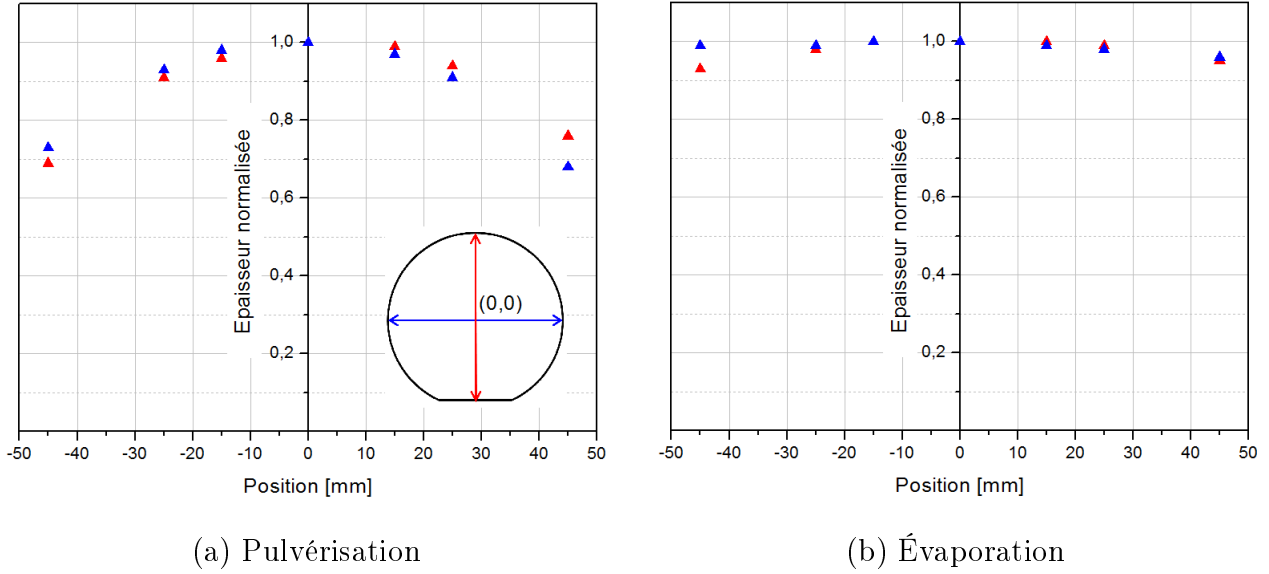


Figure 4.4 – Profil d'épaisseur selon deux directions perpendiculaires sur le substrat. Une représentation du substrat et des deux directions mesurées est donnée. (a) Film d'aluminium déposé par pulvérisation depuis une cible de diamètre 150 mm. (b) Film d'aluminium évaporé.

Bien que la pulvérisation soit réalisée à partir d'une cible d'aluminium de diamètre 150 mm pour un dépôt sur un substrat 100 mm, l'épaisseur diminue fortement en se rapprochant des bords du substrat. Sur une surface de diamètre 50 mm, l'homogénéité en épaisseur est de 90 % puis chute à 70 % au bord du substrat. Ce profil d'épaisseur concentrique est tout à fait classique pour des dépôts réalisés par pulvérisation cathodique et il n'est pas envisageable de l'améliorer davantage sans modifier de façon importante le bâti de dépôt (pulvérisation multi-cible, système de rotation, focalisation). Pour l'aluminium déposé par évaporation, le profil d'épaisseur obtenu est bien meilleur avec une variation $< 5\%$ entre le centre et le bord du dépôt. Cette meilleure homogénéité en épaisseur des films évaporés provient de la géométrie du bâti utilisé, la distance entre le creuset et le substrat de 30 cm est suffisamment importante pour obtenir un dépôt homogène sur une grande surface.

Une information sur la qualité cristalline des films peut être donnée par la mesure du rapport résistif défini par

$$RRR = \frac{\rho_{300K}}{\rho_{4K}} \quad (4.1)$$

où ρ_{300K} et ρ_{4K} sont les résistivités à chaud et à froid. En refroidissant le matériau, le nombre de phonons excités diminue ainsi que la résistivité. Le RRR donne alors une indication sur la pureté et les défauts présents dans le film. Des échantillons d'alu-

minium de dimensions $1 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ sont découpés dans le substrat et connectés à une canne de mesure pour une mesure de résistance 4 fils. La canne est progressivement plongée dans une bouteille d'hélium liquide et la résistivité des échantillons est déterminée entre 300 K et 4 K. Pour l'aluminium pulvérisé et évaporé à partir du bâti utilisé, les RRR ont été mesurés à une valeur assez faible de 2 signifiant que les films déposés sont composés de grains de petites tailles.

4.2 Conception de matrices pour la bande 1mm

Avant de réaliser des matrices, différents designs sont simulés électromagnétiquement essentiellement pour définir la géométrie du résonateur (méandre inductif et doigts de capacité) permettant d'obtenir les résonances dans la plage 1 GHz – 3 GHz. Ces simulations permettent aussi de déterminer le pas de doigt de capacité permettant de garder les résonances dans une bande de 500 MHz ; ainsi que d'obtenir une estimation du facteur de qualité de couplage Q_C .

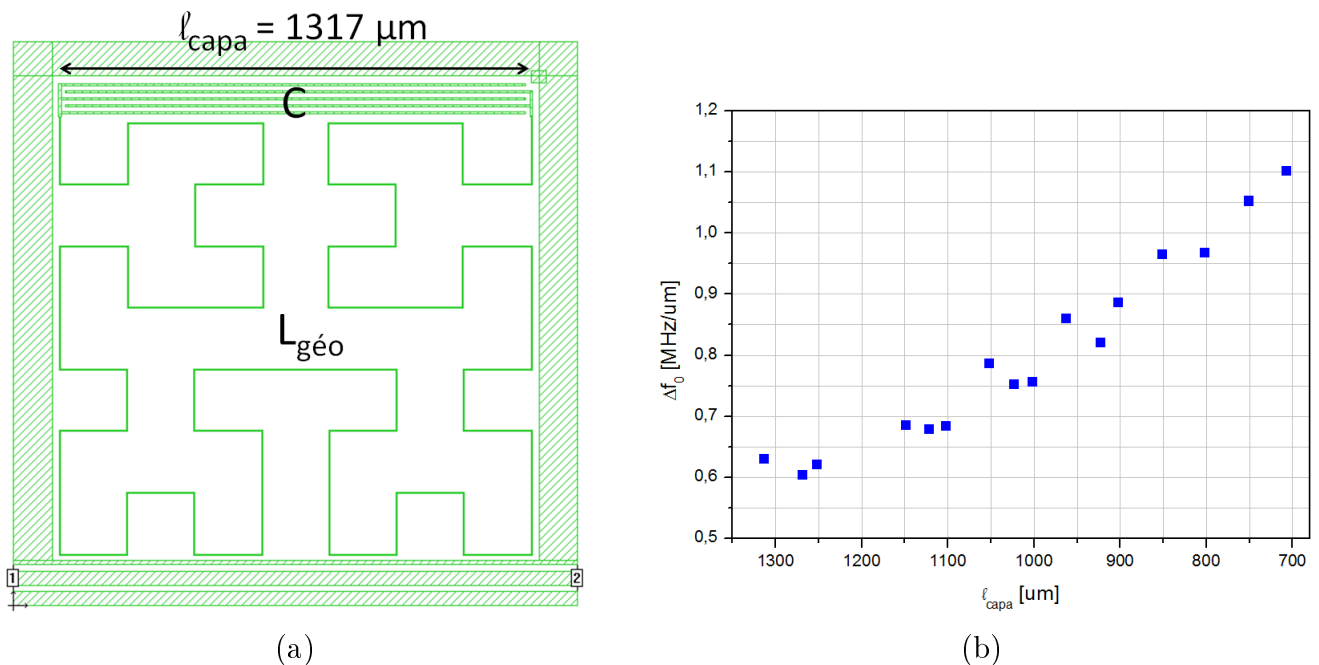


Figure 4.5 – (a) Design d'un résonateur pour la simulation avec le logiciel Sonnet. La métallisation est représentée en vert. (b) Évolution du décalage fréquentiel Δf_0 , par rapport à la résonance précédente, en fonction de la diminution de $1 \mu\text{m}$ de la longueur des doigts de capacité. Plus les doigts de capacité deviennent courts, plus l'écart fréquentiel est important pour un même pas de diminution de longueur de capacité.

4.2.1 Simulations électromagnétiques

Le logiciel de simulation *Sonnet* permet l'analyse de circuits planaires. La géométrie du résonateur est dessinée et fixe la valeur de l'inductance géométrique $L_{\text{géo}}$ et de la capacité C . *Sonnet* prend en compte les propriétés supraconductrices des matériaux à travers l'inductance cinétique L_{cin} , ainsi la valeur de $L = L_{\text{géo}} + L_{\text{cin}}$ est fixée. Le résonateur ainsi dessiné est couplé à la ligne de transmission et le logiciel détermine la fonction de transfert de la ligne de transmission sur une bande de fréquence donnée et permet de déterminer la valeur de la fréquence de résonance f_0 .

A partir des formules $2\Delta = 3,52k_B T_C$ 2.22 et $L_{\text{cin}} = \hbar\rho/\pi\Delta t$ 2.23, l'inductance cinétique de l'aluminium est déterminée entre $1 \text{ pH}/\square - 2 \text{ pH}/\square$ pour une épaisseur d'aluminium de $18 \text{ nm} - 25 \text{ nm}$; en utilisant cette valeur de L_{cin} ainsi que la géométrie du résonateur de la figure 4.5 (a), la fréquence de résonance $f_0 = 1/\sqrt{LC}$ du résonateur est déterminée. En diminuant progressivement la longueur des doigts de capacité pour chaque résonateur, la fréquence de résonance augmente et il convient de s'assurer que toutes les résonances sont comprises dans une bande totale de 500 MHz . Au fur et à mesure que la capacité est réduite, le décalage fréquentiel devient de plus en plus important pour un même pas Δl_{capa} comme le montre la figure 4.5 (b). Au départ, la longueur du doigt de capacité est de $1317 \mu\text{m}$ et en la diminuant d'un micron, le décalage fréquentiel correspondant est de $0,6 \text{ MHz}$. Mais pour une longueur de capacité beaucoup plus petite de $800 \mu\text{m}$ par exemple, une diminution d'un micron résulte un $\Delta f_0 = 0,97 \text{ MHz}$. Il faut donc contrôler le pas Δl_{capa} en prenant en compte cette déviation pour obtenir un écart optimal entre les résonances et pour ne pas sortir les fréquences de la bande maximale de 500 MHz autorisée. L'écart optimal correspondant au nombre de résonateurs, entre 250 et 120 selon les designs, divisé par la bande de fonctionnement de 500 MHz de l'électronique de mesure.

Le second paramètre déterminé par simulation est la valeur du facteur de qualité de couplage $Q_C = f_0/\Delta f_{-3\text{dB}}$ (Figure 4.6). En jouant sur la distance m entre le résonateur et la ligne de transmission ainsi que la largeur d de la masse de la ligne de transmission, comme sur la figure 4.7, la valeur du facteur de qualité de couplage Q_C varie. Pour les matrices NIKA-2, les distances m et d ont été choisies à $14 \mu\text{m}$ donnant

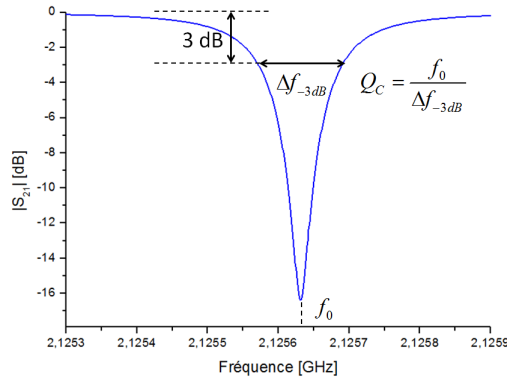


Figure 4.6 – Courbe de résonance, l'ouverture à -3 dB et la fréquence de résonance f_0 permettent de calculer le facteur de qualité de couplage Q_C .

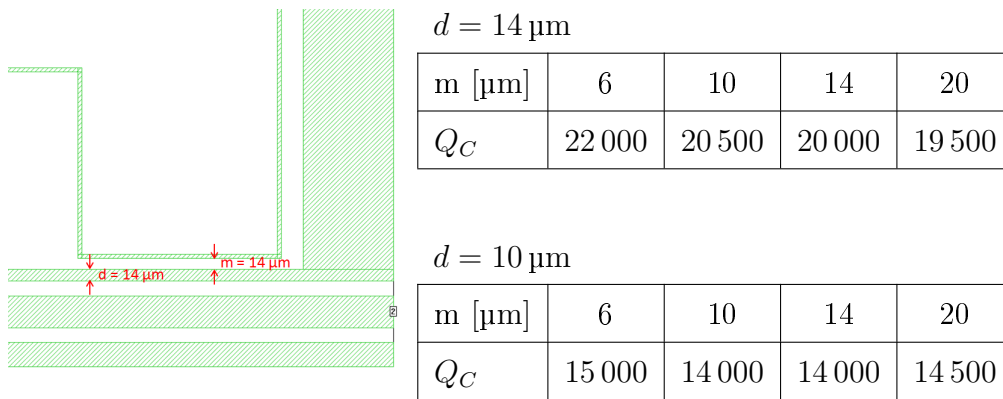


Figure 4.7 – Le résonateur est couplé à la ligne de transmission en jouant sur les distances d et m . Les simulations permettent de déterminer la valeur de Q_C et un facteur de qualité de couplage de 20 000 est recherché.

un facteur de 20 000. Cette valeur permet d'obtenir une sensibilité optimale des détecteurs à inductance cinétique en respectant $Q_i = Q_C$ comme il a été démontré par J. Zmuidzinas [21].

4.2.2 Différents designs des matrices

En fonction des résultats de simulation et des retours sur les mesures effectuées, le design de la matrice pour la bande 1 mm a évolué. Les 4 différents designs réalisés sont présentés dans la suite.

NIKA2 1mm v1

Cette matrice reprend la géométrie (ligne de lecture de type CPW, résonateur en méandre de Hilbert) des résonateurs utilisés pour l'expérience NIKA-1 [27]. La

seule différence se situe dans le nombre de résonateurs qui est multiplié par presque huit. Cette matrice s'organise en 8 groupes connectés à 8 lignes de lecture distinctes comprenant entre 250 et 230 résonateurs. Au total, ce sont 1932 résonateurs de côté 1600 μm qui couvrent un cercle de diamètre 80 mm correspondant au champ de vue de 6,5' maximal du télescope de 30 m.

NIKA2 1mm v2

Le nombre de résonateurs est réduit à 1224 (8 groupes comprenant entre 188 et 120 détecteurs) pour que dans la même largeur de bande d'électronique de 500 MHz, un espacement fréquentiel plus important soit atteint. Ce nouvel espacement fréquentiel permet d'obtenir des spectres plus lisibles dans lesquels les résonances se chevauchent moins. Comme la taille des résonateurs reste inchangée (carrés de côté 1600 μm), la matrice couvre une plus petite surface correspondant à un cercle de diamètre 64 mm et un champ de vue réduit de 5'.

NIKA2 1mm v3

La version 3 combine l'avantage de recouvrir intégralement le champ de vue de 6,5' du télescope et d'avoir moins de résonateurs par ligne de lecture. Pour se faire, la taille des détecteurs est augmentée à 2000 μm et ils sont répartis sur un cercle de 80 mm de diamètre donnant un nombre total de détecteurs de 1224. La matrice comprend toujours huit groupes et entre 188 et 120 résonateurs y sont répartis.

NIKA2 1mm MSv1

Comme expliqué au chapitre 3, plusieurs types de ligne de transmission sont disponibles pour coupler les résonateurs et il a été décidé d'utiliser une ligne de type microruban (*microstrip* MS) sur un design de matrice. Le principal avantage technologique de cette méthode étant que la largeur de la ligne microruban de 120 μm la rend presque impossible à court-circuiter lors de la fabrication. En plus du changement de ligne de lecture, les résonateurs de cette matrice sont chacun entourés d'un plan de masse, comme sur le schéma du résonateur de la figure 4.8. Les résonateurs sont toujours de taille 2000 μm et couvrent le champ de vue maximal de 6,5' pour

un nombre total de résonateurs de 1140 regroupés par parquets allant de 120 à 162 KIDs.

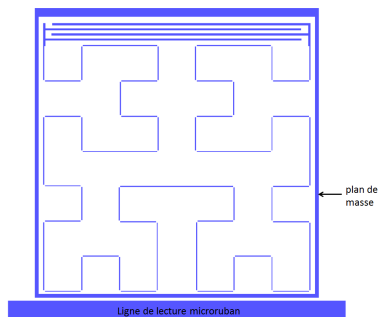


Figure 4.8 – Schéma d'un résonateur adapté à la ligne de transmission microruban.

4.2.3 Mesures électriques

Plusieurs matrices ont été fabriquées à partir des différents masques puis ont été mesurées électriquement dans le cryostat NIKA-2 à une température de base de 100 mK. Ces caractérisations permettent de visualiser la position fréquentielle des résonances et l'homogénéité de la matrice, de plus des mesures de bruit des détecteurs sont effectuées.

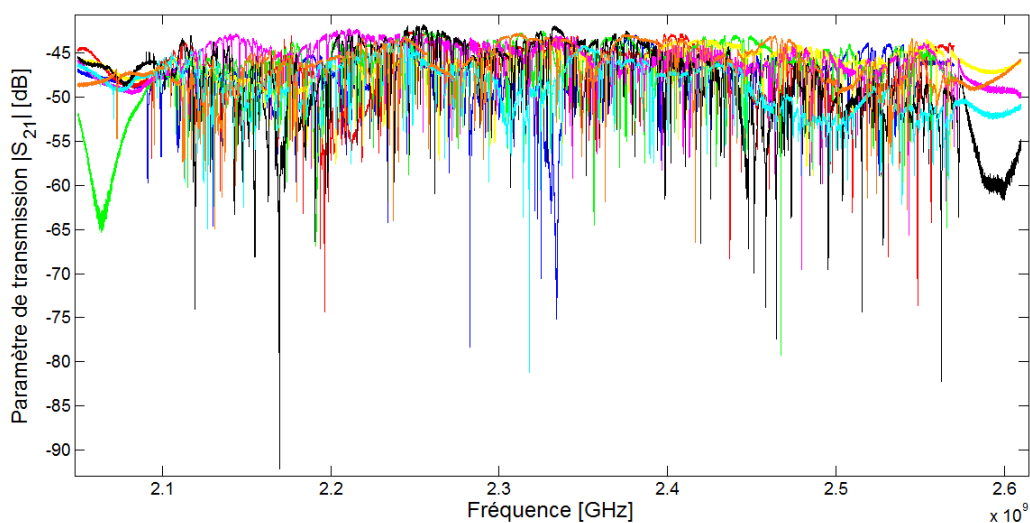


Figure 4.9 – Paramètres de transmission des huit lignes de lecture d'une matrice.

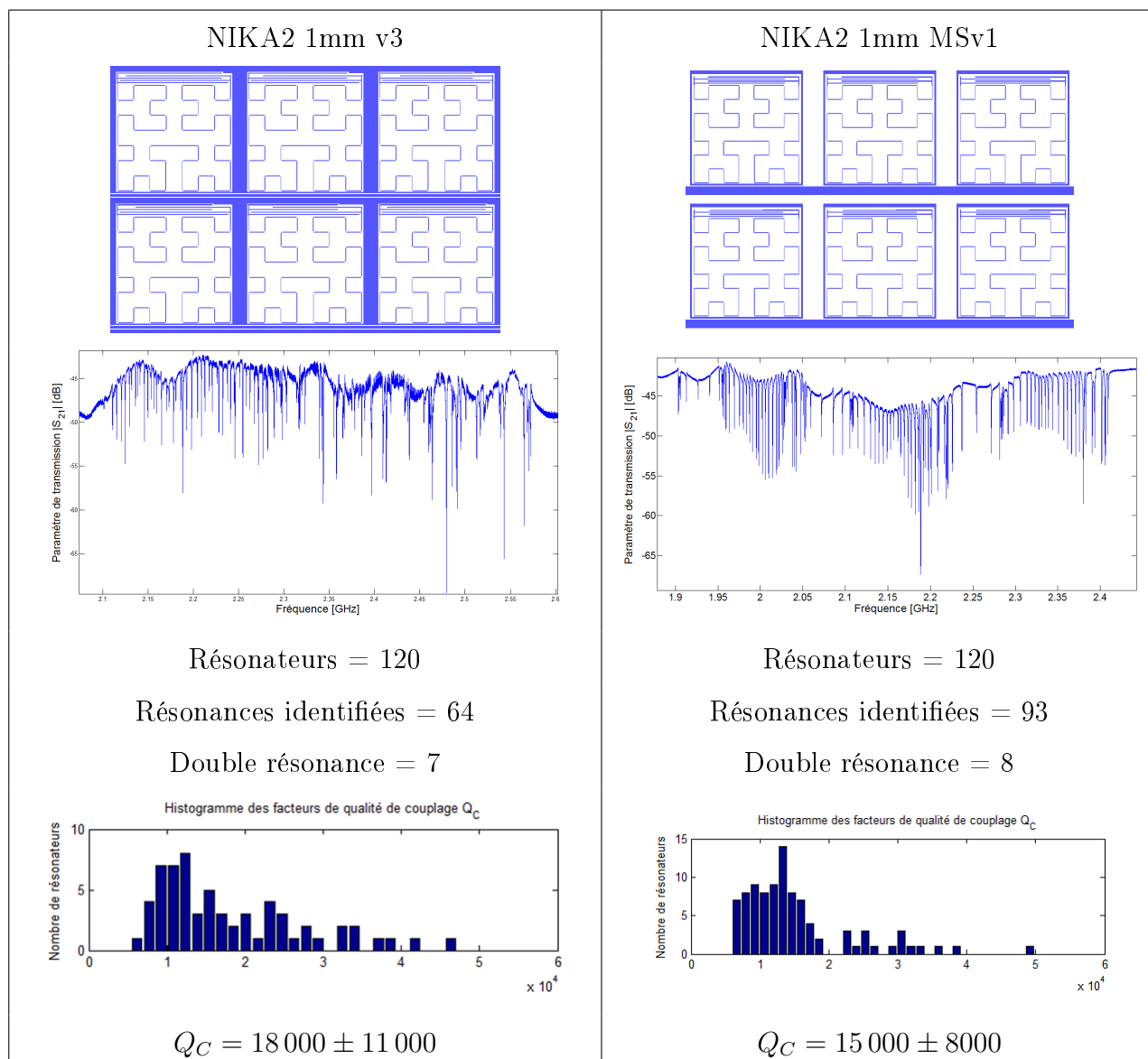


Figure 4.10 – Amplitude du coefficient de transmission d’une ligne de lecture et histogramme des facteurs de qualité de couplage Q_C .

Propriétés électriques des détecteurs

En premier lieu, les paramètres de transmission des lignes de lecture sont visualisés grâce à un analyseur de réseau (*Vector Network Analyzer VNA*). Chaque ligne est analysée successivement, la figure 4.9 superpose les scans VNA des huit lignes de transmission montrant que le design des résonateurs permet bien un positionnement des résonances dans la même bande d’électronique entre 2,1 GHz – 2,6 GHz. L’analyse de chaque scan VNA permet ensuite d’avoir une première idée de la qualité de la matrice à travers l’identification de double-résonance et l’analyse de l’homogénéité

du facteur de qualité de couplage Q_C comme sur les données de la figure 4.10. Les mesures de positions fréquentielles entre 2,1 GHz – 2,6 GHz pour la première matrice et 1,924 GHz pour la seconde ainsi que des facteurs de qualité $Q_C \simeq 15\,000$ sont en accord avec les multiples simulations réalisées au préalable sur *Sonnet* confirmant leurs intérêts et leurs précisions.

Le scan VNA de gauche de la figure 4.10 correspond à une matrice de type NIKA2 1mm v3. Le scan de droite correspond à une matrice NIKA2 1mm MSv1 qui est une matrice avec une ligne de transmission de type microruban. Les lignes analysées ici comprennent 120 résonateurs et il en a été identifié 64 et 93, le nombre de double-résonances est de 7 pour la première et 8 pour la seconde. Les histogrammes des valeurs des facteurs de qualité de couplage montrent une meilleure répartition dans le cas de la matrice microruban informant sur la meilleure homogénéité de cette matrice.

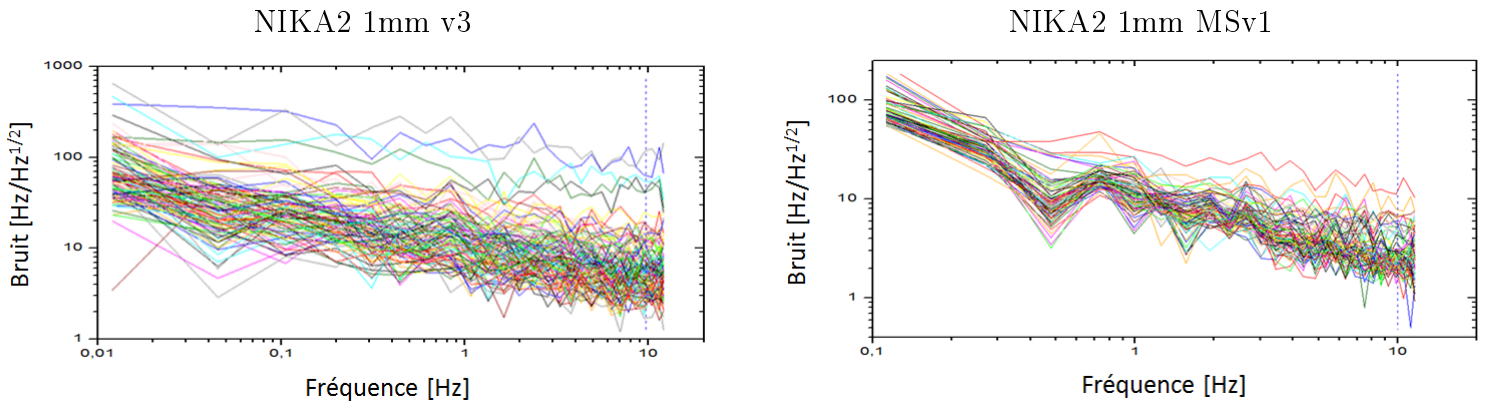


Figure 4.11 – Spectre de bruit pour tout les détecteurs des matrices NIKA2 1mm v3 et NIKA2 1mm MSv1.

Bruit des détecteurs

Dans le cadre de l'analyse électrique d'une matrice, des mesures de bruit fréquentiel sont également réalisées. La trace temporelle d'une résonance $f_0(t)$ est suivie sur un intervalle de temps T avec une fréquence d'échantillonnage $f_{\text{éch}} = 24$ Hz; en lui appliquant une transformée de Fourier, la densité spectrale de bruit $S_n(f)$ sur l'intervalle $[1/T, f_{\text{éch}}/2]$ est déterminée et s'exprime en $\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$. La figure 4.11 donne deux spectres de bruit pour les matrices NIKA2 1mm v3 et NIKA2 1mm MSv1. A 10 Hz, le bruit est représentatif du bruit du détecteur à la fréquence d'acquisition

de $f_{\text{éch}} = 24\text{Hz}$. Le bruit à plus basse fréquence importe peu dans la mesure où en condition d'observation il sera dominé par les fluctuations de l'atmosphère sur la ligne de visée du télescope (*sky noise*). Dans le cas de la matrice NIKA2 1mm v3, le bruit à 10 Hz vaut en moyenne $5\text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ tandis que la matrice NIKA2 1mm MSv1 montre un bruit légèrement plus bas à $3\text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Conclusion

Les dépôts d'aluminium sur substrat de diamètre 100 mm par évaporation sont bien plus homogènes en épaisseur que ceux réalisés par pulvérisation ; il est donc préférable d'utiliser cette technique de déposition pour la réalisation de matrices de détecteurs pour NIKA-2. Il est également toujours possible de prendre en compte l'inhomogénéité de l'épaisseur lors de la conception du masque de la matrice en adaptant la position des résonances à ces inhomogénéités [43]. Bien que nous travaillons sur des films d'aluminium amorphe, les performances obtenues sont remarquables. Certaines équipes utilisent des techniques de synthèse comme l'épitaxie par jet moléculaire donnant des films cristallins et très purs mais nécessitant une sur-charge de travail pour les dépôts [44]. De plus les résultats obtenus ne sont pas meilleurs que pour les films utilisés dans le cadre de cette thèse.

Les caractérisations électriques des matrices permettent de choisir les meilleures candidates pour une installation au télescope en analysant notamment les valeurs et la répartition des facteurs de qualité de couplage Q_C et le bruit fréquentiel des détecteurs. Le tableau 4.1 résume ces chiffres pour les différents designs des matrices 1 mm réalisées. L'évolution du design des matrices a permis de se rapprocher des valeurs requises et finalement il est ressorti que les matrices présentant les meilleures performances électriques sont celles de type microruban comme la matrice NIKA2 1mm MSv1.

	NIKA2 1mm v1	NIKA2 1mm v2	NIKA2 1mm v3	NIKA2 1mm MSv1
Q_C	20 000	25 000	18 000	15 000
Bruit [$\text{Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$]	8	8	5	3

Tableau 4.1 – Comparaison des données de Q_C et de bruit pour les différentes matrices NIKA2 1mm réalisées.

Chapitre 5

Couplage des détecteurs aux ondes millimétriques

Dans la fenêtre atmosphérique 1 mm comprise entre 190 GHz – 310 GHz, le maximum de signal doit être absorbé afin d’optimiser la sensibilité des matrices de détecteurs. L’étude du couplage des ondes millimétriques aux détecteurs, il est courant d’utiliser le terme de couplage optique¹, consiste à analyser les spectres d’absorption des matrices. Pour les KIDs, les résonateurs absorbent directement les ondes millimétriques et l’absorption dépend de la géométrie ainsi que de la résistivité de la couche métallique utilisée ; c’est en jouant sur ces paramètres que le couplage optique des détecteurs est optimisé. Dans un premier temps, la structure dite classique permettant une absorption maximale pour une fréquence donnée et située dans la bande 1 mm est présentée. Puis il est expliqué qu’en ajoutant une couche antireflet, les détecteurs peuvent absorber de façon plus homogène dans toute la bande 190 GHz – 310 GHz. Le procédé de fabrication de la couche antireflet est détaillé et des spectres d’absorption mesurés en laboratoire sont comparés à des spectres simulés. Enfin les caractérisations optiques des détecteurs, couplées aux caractérisations électriques, permettent de déterminer leurs sensibilités.

1. Pour être précis, en raison des taille des dispositifs comparables aux longueurs d’ondes millimétrique, le terme quasi-optique doit être normalement utilisé

5.1 Matrice antireflet

5.1.1 Intérêt de la couche antireflet

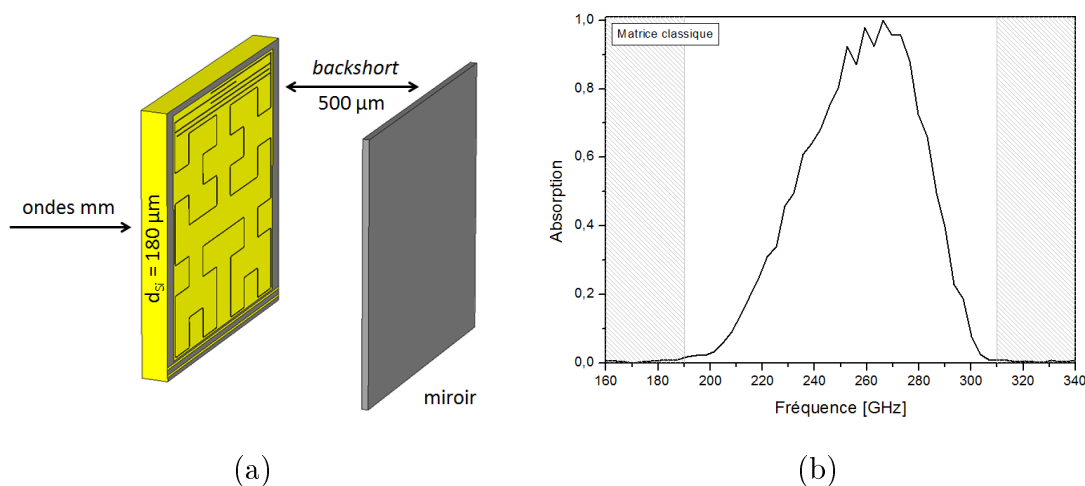


Figure 5.1 – (a) Structure d’une matrice classique avec absorption en face arrière à travers le substrat d’épaisseur $180 \mu\text{m}$, le KID et le court-circuit à $500 \mu\text{m}$. (b) Spectre d’absorption d’une matrice classique, la bande 1 mm est mise en évidence. Les coupures à 180 GHz et 304 GHz proviennent des filtres optiques installés dans le cryostat permettant de collecter du signal provenant de la bande 1 mm.

Les matrices de détecteurs à inductance cinétique sont illuminées en face arrière, les ondes millimétriques traversent d’abord le substrat de silicium avant d’atteindre les résonateurs. Puis un court-circuit (*backshort* en anglais) situé devant les résonateurs est positionné à une distance de $500 \mu\text{m}$ permettant de maximiser l’absorption dans les détecteurs à une fréquence souhaitée autour de 240 GHz correspondant au centre de la bande 1 mm. Le schéma 5.1 montre une structure des détecteurs absorbant les ondes millimétrique et le spectre d’absorption est donné. Avec ce type de matrice, l’absorption atteint bien un maximum au sein de la bande 1 mm mais on constate que la fenêtre n’est pas complètement exploitée. Pour y remédier, il est envisageable d’ajouter une couche intermédiaire, entre le vide et le substrat de silicium (Figure 5.2), pour élargir le spectre d’absorption et ainsi collecter un maximum de signal dans la bande 1 mm [45].

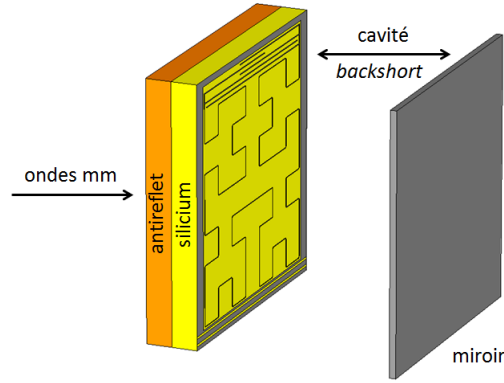


Figure 5.2 – Structure d’une matrice antireflet avec une couche antireflet d’épaisseur $d_{AR} = 170 \mu\text{m}$ et de constante diélectrique $\epsilon_{AR} = 3,45$. Le substrat de silicium est d’épaisseur $180 \mu\text{m}$ et $\epsilon_{Si} = 11,9$ enfin un court-circuit est situé à environ $500 \mu\text{m}$ des détecteurs.

5.1.2 Résultats de simulations

Méthode des éléments finis

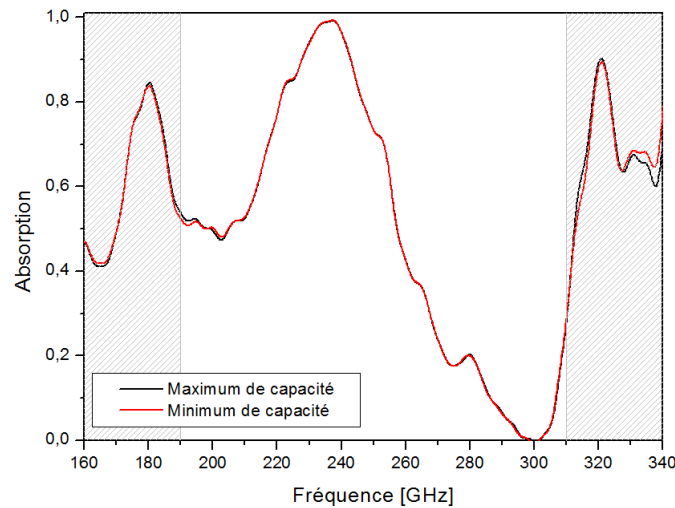


Figure 5.3 – Spectres d’absorption simulés pour deux détecteurs KID ayant des longueurs de doigts de capacité extrêmes. L’absorption est effectivement la même, confirmant que la capacité ne joue pas de rôle dominant sur l’absorption du détecteur

Pour effectivement maximiser le signal dans les détecteurs, il est nécessaire de trouver les bonnes valeurs d’épaisseur et de constante diélectrique pour le matériau de la couche antireflet. Le logiciel de simulation électromagnétique *CST Microwave Studio*, qui résout les équations de Maxwell dans le domaine fréquentiel par la méthode des éléments finis, est utilisé pour déterminer l’absorption des matrices de détecteurs. Pour chaque simulation, un seul résonateur, représentatif de l’ensemble de la matrice, est simulé. Cette situation correspond bien à l’absorption de la matrice

dans la mesure où seule la longueur des doigts de capacité varie d'un résonateur à l'autre et que leur impact sur l'absorption est négligeable, comme le montre la figure 5.3, par rapport au méandre qui absorbe majoritairement les ondes millimétriques.

Le substrat de silicium est choisi avec une constante diélectrique $\varepsilon_{\text{Si}} = 11,9$ et sa haute résistivité est traduite par de faibles pertes diélectrique $\tan \delta = 10^{-5}$. L'aluminium est défini par son épaisseur de 25 nm et sa résistivité $\rho_{\text{Al}} = 4 \mu\Omega \text{ cm}$. Le court-circuit est choisi comme un miroir parfait en définissant une condition limite sur le champ électrique $|\vec{E}| = 0$. Finalement, un port générant les ondes aux fréquences voulues ainsi que des conditions aux limites sur l'annulation des champs électriques et magnétiques permettent d'exciter la structure. Le logiciel ne prend pas en compte la supraconductivité, l'absorption est alors calculée pour toutes les fréquences demandées sans prendre en compte qu'en l'état supraconducteur les détecteurs absorbent seulement les fréquences supérieures au gap, c'est-à-dire telle que $\nu > 3,52k_B T_C / h = 102 \text{ GHz}$ pour une $T_{C,\text{Al}} = 1,4 \text{ K}$.

La couche antireflet est introduite dans la simulation entre le vide et le substrat de silicium et des optimisations de son épaisseur d_{AR} (Figure 5.4 (a)) et de sa constante diélectrique ε_{AR} (Figure 5.4 (b)) sont réalisées pour trouver les paramètres conduisant à absorber au maximum dans la bande 1 mm. Ces simulations permettent de montrer qu'une épaisseur de $d_{\text{AR}} = 170 \mu\text{m}$ et une constante diélectrique de $\varepsilon_{\text{AR}} = 3,45$ conduisent au meilleur profil d'absorption dans la bande 1 mm. Ces paramètres correspondent à une épaisseur d'antireflet $d_{\text{AR}} = \lambda_0 / 4\sqrt{\varepsilon_{\text{AR}}}$ et une constante diélectrique de $\varepsilon_{\text{AR}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{Si}}\varepsilon_0}$ qui sont des valeurs utilisés dans le cas de traitement antireflet [45].

L'incertitude sur la position exacte du *backshort* étant relativement importante, des simulations ont été réalisées en variant sa position et les différents spectres sont donnés sur la figure 5.5. Il ressort que la distance d_{bs} a de l'importance, notamment sur la coupure du côté haut de la bande qui correspond à une fréquence $f = \frac{1}{2} \frac{c}{d_{bs}}$ où c est la vitesse de la lumière et d_{bs} la distance du *backshort*. La distance de 500 μm , utilisée pour des matrices sans antireflet, peut être ici réduite légèrement pour permettre une descente plus abrupte de l'absorption avant la coupure.

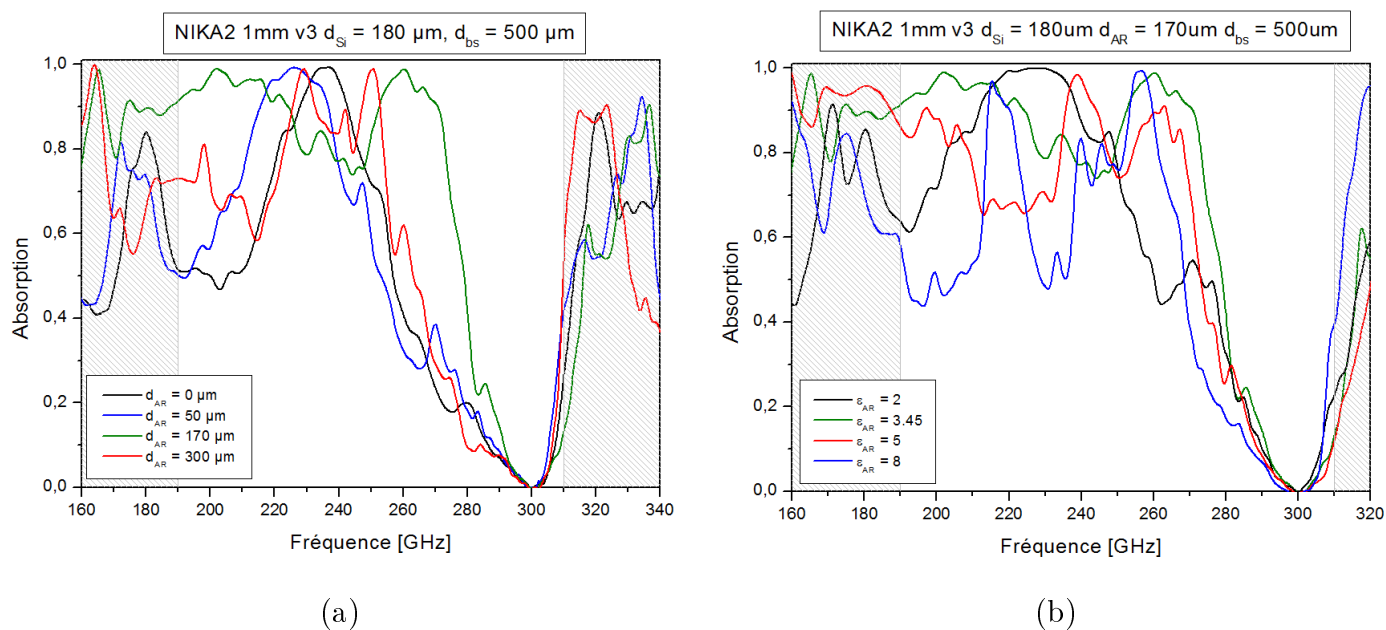


Figure 5.4 – (a) Optimisation de l'épaisseur de la couche antireflet pour des matrices NIKA-2 en prenant en compte une épaisseur de silicium de 180 μm et une distance du *backshort* de 500 μm (b) Optimisation de la constante diélectrique de la couche antireflet pour des matrices NIKA-2 en prenant en compte une épaisseur de silicium de 180 μm, une épaisseur d'antireflet de 170 μm et une distance du *backshort* de 500 μm.

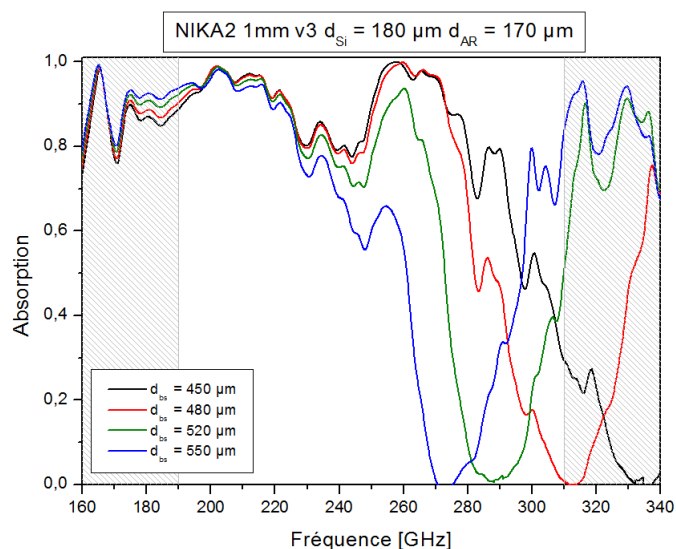


Figure 5.5 – Spectres d'absorption simulés pour une épaisseur d'antireflet de 170 μm et de silicium de 180 μm en prenant en compte des incertitudes sur la distance du *backshort*.

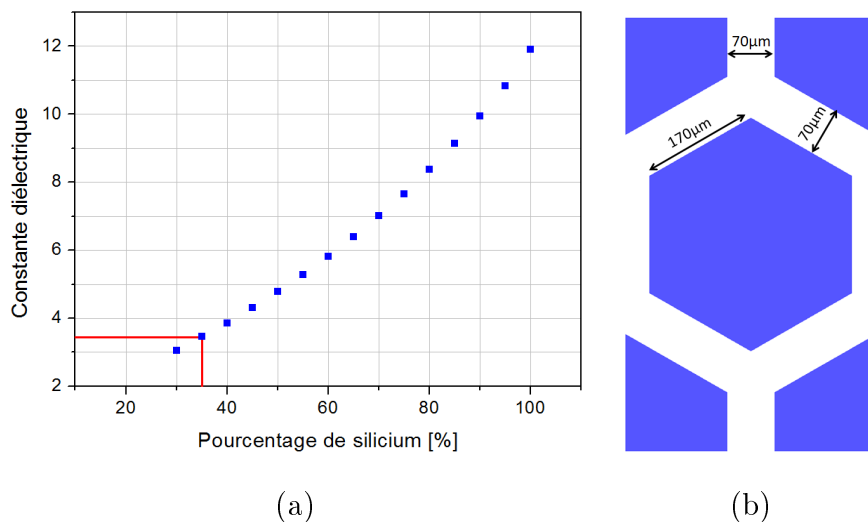


Figure 5.6 – (a) Évolution de la constante diélectrique du silicium en fonction du pourcentage de silicium restant après gravure [46]. Pour 35 % de silicium restant, la constante diélectrique équivalente du matériau est de $\epsilon_{eff} = 3,45$. (b) Motif pour la gravure antireflet en face arrière avec 35 % du silicium gardé en face arrière; le bleu représente les parties gravées.

5.1.3 Procédé de fabrication

Les simulations réalisées permettent de choisir une couche antireflet d'épaisseur $d_{AR} = 170\mu\text{m}$ et de constante diélectrique $\epsilon_{AR} = 3,45$. Dans la pratique, il est difficile d'imaginer coller proprement un tel matériau en face arrière du substrat de silicium sans défaut de planéité ou de trou d'air. Une solution, adaptée d'un procédé déjà utilisé à l'IRAM pour des dispositifs fonctionnant dans le domaine des térahertz [46], consiste à utiliser directement le substrat de silicium en diminuant sa constante diélectrique pour créer cette couche antireflet. Le fait que le matériau soit le même pour l'antireflet et le substrat permet de s'affranchir de tout risque de détérioration lors des refroidissements des dispositifs à 100 mK. Des structures sont gravées dans le silicium et, comme le montre le graphe 5.6 (a), en gardant 35 % du silicium la constante diélectrique est réduite de $\epsilon_{Si} = 11,9$ à $\epsilon_{AR} = 3,45$. Le choix se porte sur des structures hexagonales dont les dimensions sont choisies pour garder 35 % de silicium sur la face arrière². Le schéma 5.6 (b) représente le motif élémentaire des hexagones de côté $170\mu\text{m}$ et espacés de $70\mu\text{m}$. Ces dimensions sont choisies de façon à respecter une taille quatre fois plus petite que la longueur d'onde.

². Des structures carrées sciées sur la face arrière du substrat ont également été utilisées et donnent des résultats similaires

La gravure du substrat pour la réalisation de la couche antireflet intervient en dernier dans le procédé de fabrication des détecteurs, le schéma 5.7 détaille les différentes étapes.

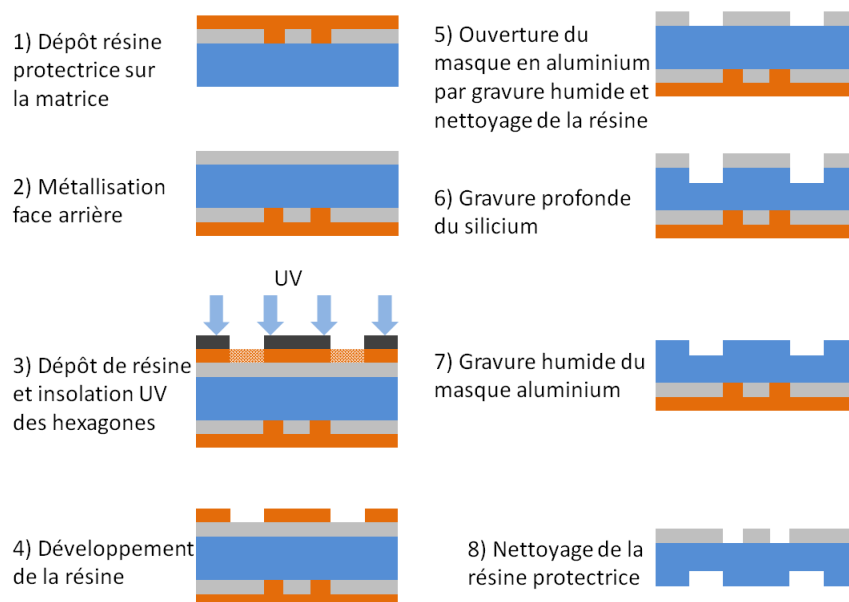


Figure 5.7 – Schématisation des différentes étapes de microfabrication pour la réalisation de la couche antireflet par gravure profonde dans le silicium.

Premièrement la matrice est fabriquée en face avant d'un substrat de $360\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ensuite, une résine protectrice est déposée pour préserver les résonateurs. Habituellement, de la résine suffit pour définir des structures à graver, cependant dans le cas de la gravure profonde pour l'antireflet, le temps de gravure de trente minutes conduit à une détérioration de la résine définissant les hexagones. Pour cette raison, les structures hexagonales sont définies par un masque en aluminium qui n'est pas endommagé par la gravure. La gravure profonde dans le silicium est assurée par gravure ionique réactive (*Deep Reactive Ion Etching*) sous un mélange de $\text{C}_4\text{F}_8/\text{SF}_6/\text{O}_2$, connu sous le nom de procédé *Bosch*³. Ce procédé consiste en une alternance de gravure par plasma de SF_6 et des étapes de passivation des flans par C_4F_8 . De plus, l'ajout d'oxygène lors du procédé permet d'obtenir des profils bien verticaux et peu rugueux comme le montre les photographies de la figure 5.8. L'épaisseur de silicium gravée n'est pas absolument la même d'un substrat à l'autre en fonction de l'état du bâti de gravure ; des simulations réalisées en variant

3. Du nom de la société allemande ayant développé et breveté cette technique de gravure

les différentes épaisseurs pour des incertitudes de gravure de l'ordre de la dizaine de micromètres (Figure 5.9) permettent de confirmer que ce paramètre ne joue pas de rôle vraiment déterminant, aux petites variations réalistes, sur l'absorption de la matrice.

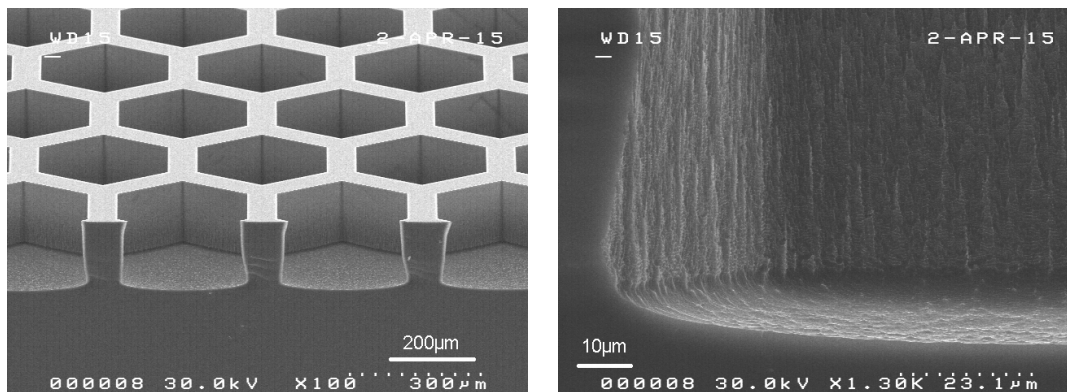


Figure 5.8 – Images réalisées au microscope électronique à balayage des structures hexagonales gravée profondément dans le silicium.

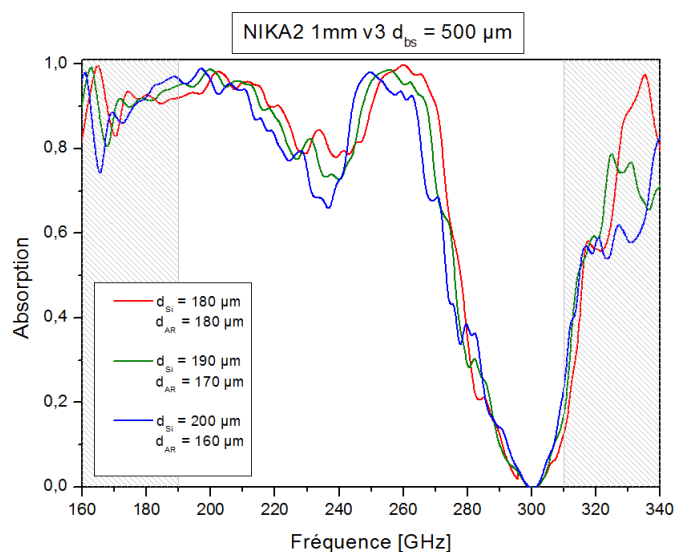


Figure 5.9 – Spectres d'absorption simulés en prenant en compte des incertitudes sur la gravure de la couche antireflet, $d_{Si} + d_{AR}$ reste donc constant. La distance du *backshort* est de 500 μm .

5.2 Matrice de type microruban

Les matrices de type microruban ont la particularité de devoir absorber la lumière en face avant. En effet, l'utilisation d'une ligne microruban impose la présence d'un plan de masse en face arrière du substrat, comme le montre le schéma 5.10, rendant impossible l'absorption par cette face.

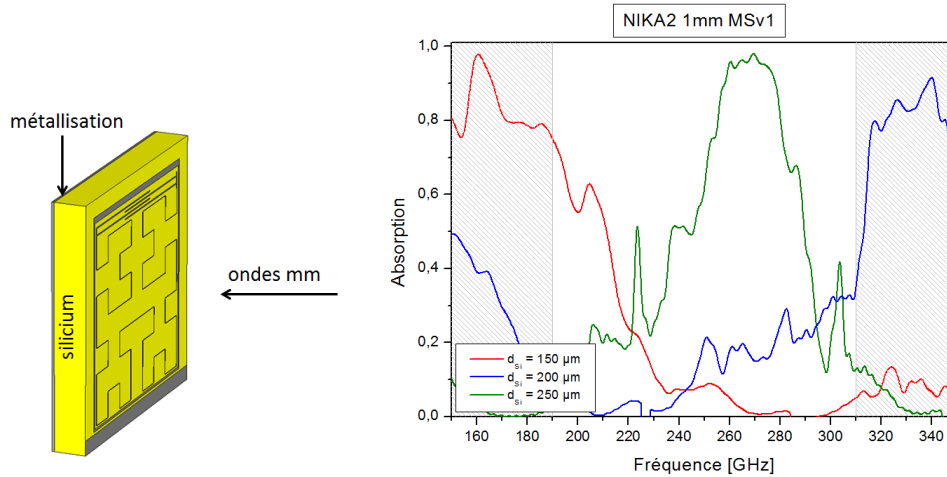


Figure 5.10 – Schématisation de l’absorption dans une matrice de type microruban et spectres d’absorption simulés pour trois épaisseurs de substrat de silicium différentes.

Ces matrices sont plus limitées optiquement dans la mesure où il est uniquement possible de jouer sur la géométrie des résonateurs et sur l’épaisseur du substrat de silicium pour adapter la structure à une absorption dans la bande 1 mm. Sur la figure 5.10, des spectres d’absorptions simulés pour des matrices de type microruban sont donnés en fonction de l’épaisseur du substrat de silicium. Pour effectivement absorber dans la bande 1 mm, il a été trouvé qu’une épaisseur du substrat de $260 \mu\text{m}$, correspondant à une épaisseur de $\frac{3\lambda_{Si}}{4}$, était idéale.

5.3 Mesures optiques des matrices en laboratoire

5.3.1 Spectres d’absorptions

Les spectres d’absorption des matrices de détecteurs sont mesurés par spectroscopie par transformée de Fourier (FTS) grâce à un interféromètre de Martin-Puplett [47]. La matrice est montée dans son porte-matrice, placée dans le cryostat NIKA-2 puis refroidie à 100 mK et l’interféromètre placé devant la fenêtre d’entrée du cryostat permet de déterminer la réponse spectrale des détecteurs.

Le spectre d’une matrice antireflet est donné sur la figure 5.11. Cette mesure confirme ce qui a été vu par simulation, à savoir que l’ajout de la couche antireflet permet d’élargir considérablement l’absorption du détecteur dans la bande 1 mm comprise entre 200 GHz – 300 GHz. La matrice antireflet a un profil d’absorption

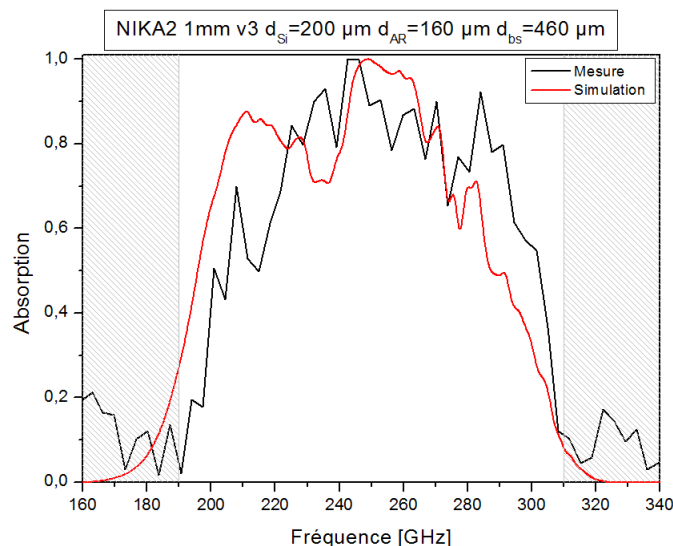


Figure 5.11 – Spectre d’absorption d’une matrice antireflet NIKA2 1mm v3 dans la bande 1 mm. Des filtres optiques à 195 GHz et 305 GHz permettent de collecter le signal appartenant à la bande 1 mm. Le spectre est comparé avec un résultat de simulation prenant en compte les véritables épaisseurs pour la substrat de silicium, l’antireflet et le *backshort*.

presque rectangulaire qui est vraiment limité par la présence des filtres ; ce profil permet alors de collecter un maximum de signal dans la bande 200 GHz – 300 GHz. Un spectre simulé est aussi montré sur la figure 5.11, en prenant en compte les véritables paramètres des épaisseurs. En effet, des substrats de silicium d’épaisseur de $350 \pm 10 \mu\text{m}$ sont utilisés et gravés pour l’antireflet et la distance du *backshort* n’est connue qu’avec une précision de $\pm 50 \mu\text{m}$. Le spectre mesuré correspond à une matrice antireflet ayant des épaisseurs de silicium, d’antireflet et de *backshort* de $d_{\text{Si}} = 200 \mu\text{m}$, $d_{\text{AR}} = 160 \mu\text{m}$ et $d_{\text{bs}} = 460 \mu\text{m}$.

Le spectre d’absorption de la matrice microruban présenté figure 5.12 pour une épaisseur de substrat de silicium de $260 \mu\text{m}$ présente bien un maximum au sein de la bande 1 mm mais bien sûr le remplissage de la bande est bien moins optimal que dans le cas de la matrice antireflet. Pour les matrices de type microruban, l’absorption est semblable à ce qui est observé pour une matrice classique sans gravure antireflet. L’avantage des matrices microruban est que l’absorption dépend uniquement de l’épaisseur du substrat de silicium, qui est le paramètre le moins incertain parmi l’épaisseur de la gravure antireflet et la distance du *backshort*, ainsi les spectres obtenus sont très reproductibles et s’accordent très bien avec les simulations.

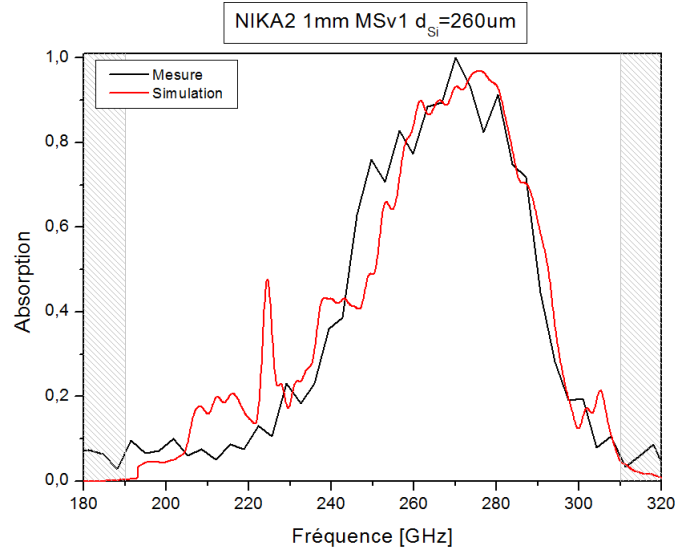


Figure 5.12 – Spectre d’absorption mesuré d’une matrice de type microruban au sein de la bande 1 mm et d’un spectre simulé avec une épaisseur de silicium correspondante au substrat utilisé de 260 μm .

5.3.2 Réponse des détecteurs

A l’aide de l’analyseur de réseau réalisant des scans VNA des lignes de transmission, la réponse optique de la matrice est déterminée. La fenêtre d’entrée du cryostat, dans lequel sont situées les matrices de détecteurs, peut être ouverte sur l’extérieur, correspondant à un corps noir à température 300 K. En plaçant un miroir sur cette même fenêtre d’entrée, la charge optique est équivalente à un corps noir à 50 K. Pour chaque charge optique, le paramètre de transmission est visualisé et en les comparant, un décalage des fréquences de résonance de quelques kilohertz vers les basses fréquences est constaté, comme le montre la figure 5.13. Lorsque les détecteurs reçoivent la charge chaude, ils sont soumis à plus de puissance incidente c’est à dire que davantage de paires de Cooper sont brisées dans le supraconducteur et que l’inductance cinétique du matériau augmente provoquant le décalage des fréquences de résonance vers les basses fréquences comme $f_0 \propto 1/\sqrt{L_{\text{cin}}}$.

Ce décalage des fréquences de résonance Δf_0 est le signal des détecteurs correspondant à une variation de puissance incidente ΔP_{pix} . La variation de puissance incidente est déterminée par une étude optique du cryostat, en prenant en compte les températures des corps noirs ainsi que la bande d’absorption de la matrice, et est de l’ordre de quelques picowatts. A l’aide du bruit fréquentiel $S_n(f)$, déterminé lors

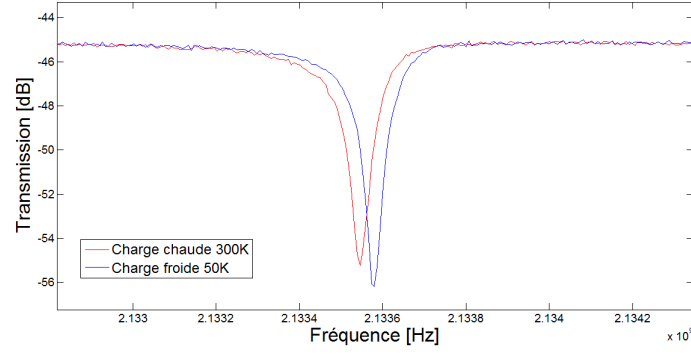


Figure 5.13 – Réponse d'un détecteur à deux charges optiques, le décalage fréquentiel est de 200 kHz. Le décalage vers les basses fréquences traduit une augmentation de l'inductance cinétique par diminution du nombre de paires de Cooper dans le matériau supraconducteur.

	NIKA2 1mm v3 AR04	NIKA2 1mm MSv1 01
Signal Δf_0 [kHz]	600	500
Puissance incidente ΔP_{pix} [pW]	40	20
Bruit $S_n(f)$ [Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	5	3
NEP [W/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	$3,4 \times 10^{-16}$	$1,2 \times 10^{-16}$
NEP requise [W/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	2×10^{-16}	

Tableau 5.1 – Comparaison des performances pour les matrices antireflet et microruban.

de la caractérisation électrique des détecteurs (chapitre 4, la puissance équivalente de bruit NEP des détecteurs est calculée par

$$NEP = \frac{\Delta P_{\text{pix}} \times S_n(f)}{\Delta f_0} \quad (5.1)$$

Le tableau 5.1 résume les données de signal, de bruit et de NEP pour les matrices NIKA-2 du type NIKA2 1mm v3 et NIKA2 1mm MSv1 introduites au chapitre 4. La NEP requise pour la bande 1 mm de NIKA-2 est rappelée et permet de constater que les détecteurs réalisés sont en accord avec les spécifications.

5.3.3 Cartographie du plan focal

Afin de vérifier que les matrices fabriquées peuvent effectivement fonctionner comme détecteurs au télescope, un système appelé *simulateur de ciel* est utilisé [48]. Ce dispositif se compose d'un corps noir refroidi à 50 K, jouant le rôle de l'atmosphère, et d'une bille à 300 K assimilée à une planète. Un système articulé

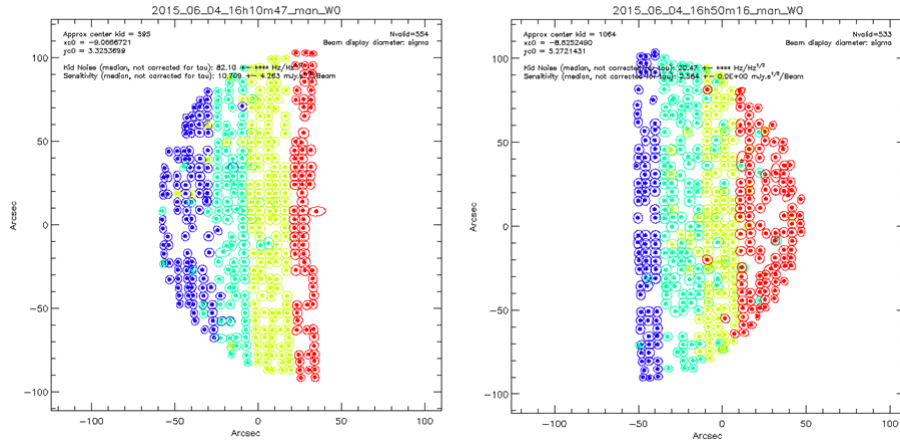


Figure 5.14 – Cartographie du plan focal de la matrice NIKA2 1mm v3 AR04

permet de réaliser un balayage de la bille devant le corps noir. Le dispositif est placé devant le cryostat et ainsi la bille balaye un plan entre le corps noir à 50 K et la fenêtre d'entrée du cryostat. De cette manière, il est possible d'optiquement reconstruire la matrice de KIDs. La figure 5.14 représente une cartographie de la matrice de type NIKA 2 1mm v3 AR04. Chaque point correspond à un KID de la matrice et les cercles représentent l'étendue du signal de la bille vue par le KID. Les huit paquets de résonateurs, associés aux huit lignes de transmission distinctes, sont visibles par différentes couleurs. ⁴

Cette cartographie permet de constater que le plan focal est correctement échantillonné par les KIDs et que peu de zones de la matrice sont inutilisables. Certains résonateurs apparaissent mélangés sur la matrice, ceci peu provenir de résonateurs qui n'appartiennent pas physiquement à une ligne mais qui y sont malgré tout couplés. Cette diaphonie entre résonateurs est un problème qui a été constaté sur les matrices de détecteurs comprenant plusieurs lignes de transmission de type ligne coplanaire.

La cartographie de la matrice de type microruban NIKA2 1mm MSv1 01 est donnée sur la figure 5.15. Cette carte montre que plus de 80 % des résonateurs sont utilisables. De plus, il n'y a pas de mélange des résonateurs signifiant que chaque ligne couple bien ses propres résonateurs.

4. Les cartographies sont coupées en deux car seulement quatre boîtiers d'électronique de mesure étaient disponibles ce qui imposait d'étudier les huit lignes de lecture des matrices en deux temps.

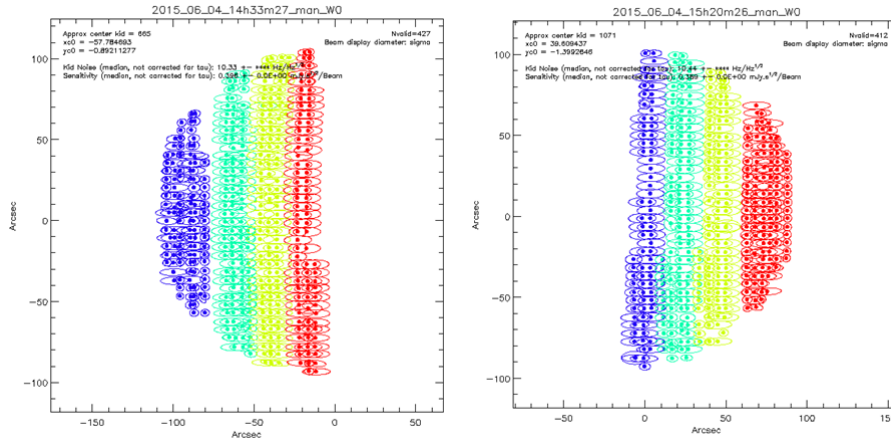


Figure 5.15 – Cartographie du plan focal de la matrice NIKA2 1mm MSv1 01

Conclusion

Le couplage des détecteurs aux ondes millimétriques peut être amélioré par l'ajout d'une couche antireflet réalisée par gravure profonde dans le substrat de silicium. La couche antireflet d'épaisseur $170\ \mu\text{m}$ et de constante diélectrique 3,45 permet d'élargir l'absorption et de remplir complètement la bande 1 mm. Cette gravure profonde en face arrière fait maintenant partie du procédé de fabrication des matrices de KIDs. Cependant, les mesures de réponse optiques réalisées ont montré que la réponse des détecteurs Δf_0 dans les matrices antireflet n'était pas aussi élevée qu'attendu. La réponse spectrale des détecteurs est effectivement plus large mais il semblerait que la valeur absolue du signal reçu soit divisée par deux. En effet, en comparant des spectres de matrices avec et sans antireflet, la bande d'absorption est deux fois plus grande mais le signal Δf_0 mesuré est finalement du même ordre de grandeur.

Les analyses électriques des différentes matrices de détecteurs mettent en évidence que les matrices de type microruban donnent les meilleures performances en terme de bruit, comme le rappelle le tableau 5.1, conduisant à une meilleure NEP des détecteurs. Finalement ce type de matrice est choisi pour une installation au télescope bien que, pour l'instant, l'absorption optique des détecteurs ne soit pas optimisée grâce à une couche antireflet. L'absorption des matrices microruban se faisant à l'heure actuelle par la face avant, il est uniquement possible de jouer sur l'épaisseur du substrat de silicium pour maximiser l'absorption des ondes millimé-

triques. Afin d'améliorer l'absorption des matrices micruban, des recherches sont en cours sur la possibilité d'ajouter une lame de quartz à l'interface air/détecteurs, d'utiliser la matrice de détecteurs comme plan de masse de la ligne microruban pour retrouver une absorption en face arrière ou bien encore de réaliser un plan de masse suivant les structures hexagonales de la gravure antireflet.

Chapitre 6

Élaboration et caractérisation des couches de nitrure de titane

Augmenter les performances des détecteurs passe par une hausse de la valeur de l'inductance cinétique. Pour cette raison, des couches d'aluminium fines de 20 nm sont utilisées et la largeur du méandre inductif est réduite jusqu'à 3 μm . De plus, une grande uniformité de ces valeurs sur des grandes surfaces est requise, ce qui conduit à atteindre une limite de réalisation technologique. Pour augmenter davantage les performances des détecteurs, il est alors envisagé d'utiliser un matériau ayant une plus grande valeur d'inductance cinétique comme le nitrure de titane TiN. La déposition de couches de TiN nécessite d'utiliser un procédé réactif qui est plus difficile à contrôler que le dépôt d'un métal pur. De plus, le TiN adapté à la détection pour le millimétrique doit être sub-stœchiométrique. Le principal défi pour la réalisation de matrice de KIDs en TiN est donc le dépôt de films homogènes en concentration d'azote sur des grandes surfaces. Ce chapitre détaille le procédé de pulvérisation réactive utilisé pour la synthèse des films de TiN et les moyens de caractérisation de l'uniformité des propriétés physiques des films de TiN. Nous décrirons également les améliorations apportées à la chambre de dépôt afin d'obtenir des films uniformes en teneur d'azote. Les inhomogénéités constatées ont conduit à des analyses cristallographiques et chimiques pour comprendre leurs origines.

6.1 Le nitrure de titane : un matériau prometteur pour les détecteurs à inductance cinétique

Le principal intérêt de l'utilisation du nitrure de titane TiN pour la réalisation de détecteur à inductance cinétique réside dans le fait que la valeur de son énergie de gap supraconducteur peut être ajustée en jouant sur la stœchiométrie pour détecter les énergies souhaitées. Comme il a déjà été expliqué au chapitre 2 à l'aide de la relation 2.22 $2\Delta = 4k_B T_C$, il est nécessaire de travailler avec des matériaux dont la température de transition supraconductrice est telle que $T_C < 2\text{K}$. Le nitrure de titane possède justement la particularité d'avoir une température critique T_C ajustable entre 0,5K et 4,5K en fonction de la teneur en azote [49]. De plus, le nitrure de titane est connu pour avoir une résistivité élevée d'environ $100\ \mu\Omega\text{cm}$ facilitant l'absorption des ondes millimétriques dans le matériau [34].

	α	τ_{qp} [μs]	Q_i	N_0 [$\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$]	V [μm^3]
Al	0,2	100	10^6	$1,7 \times 10^{-22}$	1600
TiN	1	100	10^7	$3,5 \times 10^{-22}$	10 000

Tableau 6.1 – Comparaison de propriétés de l'aluminium et du nitrure de titane pour la réalisation de détecteurs à inductance cinétique aidant à déterminer le facteur de mérite \mathcal{F} .

Comme expliqué au chapitre 3, les performances des détecteurs sont améliorées en maximisant le facteur de mérite $\mathcal{F} = \frac{\alpha\tau_{qp}Q_i}{N_0V}$. L'inductance cinétique et la résistivité d'un matériau sont reliées par la relation $L_{\text{cin}} = \frac{\hbar\rho}{\pi\Delta t}$. Pour le TiN, la résistivité est 20 fois plus élevée que dans l'aluminium et la fraction d'inductance cinétique $\alpha_{\text{TiN}} \rightarrow 1$ alors que dans le cas de l'aluminium α est de 0,2. Les résonateurs en TiN possèdent également des grands facteurs de qualité intrinsèque $Q_i \simeq 10^7$, 10 fois supérieurs à l'aluminium [34]. Le temps de vie des quasiparticules est du même ordre de grandeur dans le TiN que dans l'aluminium. τ_{qp} dépend de la stœchiométrie du film considéré et augmente lorsque que la quantité d'azote dans le film diminue, ce qui est un avantage pour cette application qui demande de travailler sur des films sub-stœchiométrique. La densité d'état vaut dans le cas de l'aluminium $N_0(\text{Al}) = 1,7 \times 10^{-22}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ [50] et du nitrure de titane $N_0(\text{TiN}) = 3,5 \times 10^{-22}\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-3}$ [51]. Pour le volume des détecteurs, seul le volume

du méandre inductif absorbant les ondes millimétriques est à considérer ; pour les géométries choisies ils sont respectivement de $V_{Al} = 1600 \mu\text{m}^3$ et $V_{TiN} = 10\,000 \mu\text{m}^3$. Ces données sont reportées dans le tableau 6.1 et conduisent à un gain d'un facteur 4 sur \mathcal{F} pour le TiN par rapport à l'aluminium justifiant l'intérêt porté sur ce matériau.

6.2 Dépôt de nitrure de titane

6.2.1 La pulvérisation réactive

Le principe de la pulvérisation a été présenté au chapitre 4 pour le dépôt des couches minces d'aluminium. Pour déposer du nitrure de titane, la technique est semblable à la différence près que pour obtenir un tel composé les atomes de titane de la cible doivent réagir avec de l'azote pour former du TiN. De l'azote gazeux est alors introduit dans la chambre de dépôt en plus de l'argon et en fonction des différentes pressions partielles, la composition des films déposés varie.

Le fait d'introduire un gaz réactif lors du dépôt perturbe le fonctionnement classique de la pulvérisation cathodique pour lequel, l'argon qui est un gaz neutre ; ne réagit pas et joue uniquement le rôle d'espèce ionisable pour le bombardement de la cible avant d'être pompé par le système. Ce n'est pas le cas de l'azote introduit dans le cas de la pulvérisation réactive, l'azote a une influence non négligeable sur les conditions dans la chambre de dépôt. Idéalement, les atomes de titane sont extraits de la cible puis réagissent avec l'azote dans l'enceinte pour former du TiN qui vient se déposer sur le substrat. Malheureusement en cas d'une présence d'azote trop élevée dans la chambre, le TiN peut aussi se former sur la cible, la cible est alors polluée. Dans ce cas, il est toujours possible de pulvériser directement du TiN depuis la cible mais le taux de pulvérisation sera beaucoup moins important que dans le cas de la pulvérisation d'atome de titane.

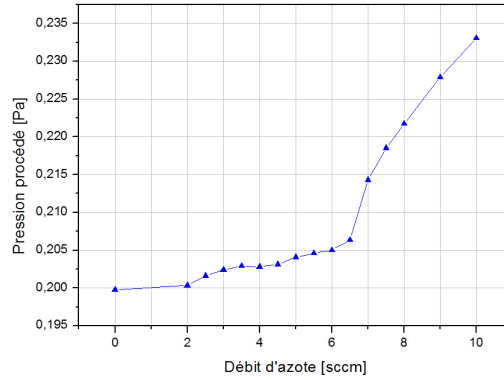


Figure 6.1 – Pression dans l’enceinte en fonction du débit d’azote introduit dans la chambre lors du dépôt de TiN par pulvérisation réactive. Cette courbe permet de mettre en évidence les différents états de pollution de la cible de titane.

En se référant à la figure 6.1 ces différents états sont expliqués. Tout d’abord, la puissance délivrée à la cible P_{DC} ainsi que le débit d’argon sont fixés. La valve de régulation de pression est ensuite positionnée de façon à obtenir une pression de procédé de 2×10^{-3} mbar, puis la valve est bloquée pour la suite de la manipulation qui consiste à ajouter de l’azote dans la chambre et à augmenter petit à petit son débit. Dans un premier temps, l’azote introduit dans la chambre réagit bien avec les atomes de titane extrait de la cible et la pression dans la chambre évolue peu. A partir de 6,5 sccm, le débit d’azote est suffisamment important pour que tous les atomes d’azote ne réagissent pas avec le titane éjecté de la cible. L’azote se fixe alors partout dans la chambre et notamment sur la cible qui se couvre alors de TiN. Le fait d’augmenter davantage le flux d’azote va faire monter la pression partielle d’azote et donc la pression du procédé de façon linéaire.

Tous les films déposés pour la caractérisation l’ont été sur substrat de silicium de diamètre 50 mm et d’orientation cristalline (100). Le substrat est introduit dans l’enceinte puis subit un décapage par plasma d’argon pendant 2 min. Pour nettoyer la cible de Ti, elle est dans un premier temps pré-pulvérisée avec de l’Ar uniquement et un cache protège le substrat. Puis la valve d’azote est ouverte pour pulvériser du TiN pendant quelques minutes afin d’atteindre une situation d’équilibre. Finalement, le cache est ouvert et du TiN est pulvérisé sur le substrat.

6.2.2 Caractéristiques du bâti de déposition

La chambre de déposition disponible peut accueillir trois cibles différentes, deux de diamètre 100 mm et une de 150 mm. Les cibles sont alimentées en puissance DC pour pulvériser des matériaux métalliques. Le porte substrat peut aussi être polarisé, comme lors de l'étape de décapage au plasma d'argon. Les dépôts par voie physique doivent être réalisés sous un vide très poussé pour éviter toute contamination. Pour atteindre un vide résiduel dans l'enceinte d'environ 2×10^{-8} mbar une pompe cryogénique, dont les parois froides condensent les espèces présentes dans l'enceinte, est utilisée. Ce système de pompage par piégeage est très efficace mais nécessite d'être régénéré¹ lorsque ses parois sont saturées.

Le bâti de pulvérisation de l'IRAM a été largement modifié au cours de ces travaux de thèse afin de rechercher les meilleures configurations à la réalisation de dépôts de nitrure de titane homogènes en teneur d'azote.

Choix du diamètre de la cible

Les premiers dépôts de nitrure de titane ont été réalisés à partir d'une cible de diamètre 100 mm sur des substrats de silicium de diamètre 50 mm comme sur le schéma de la figure 6.2 (a). Cette configuration donnait des films de TiN dont les propriétés physiques variaient énormément entre le centre et les bords du film rendant ces dépôts difficilement utilisables pour fabriquer des matrices. La cible de titane a alors été changée pour une cible de diamètre 150 mm dans le but d'améliorer l'uniformité des dépôts (Figure 6.2 (b)).

1. La pompe cryogénique est isolée de l'enceinte avant d'être réchauffée pour libérer les espèces condensées. Puis elle est remise à froid avant d'être à nouveau reliée à la chambre de dépôt.

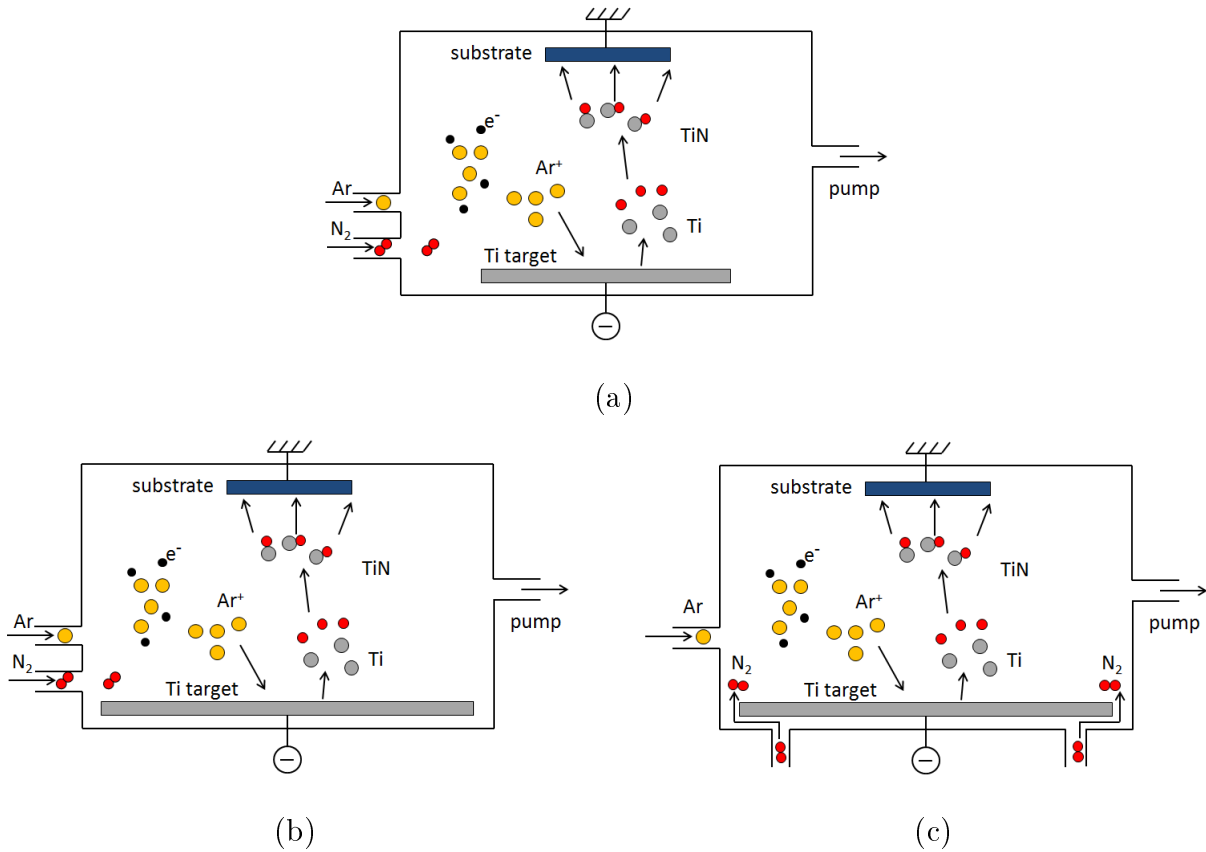


Figure 6.2 – (a) Première configuration du bâti de dépôt avec une cible de titane de diamètre 100 mm et une injection de gaz situé à un point de la chambre. (b) Amélioration du bâti avec une cible de Ti de 150 mm. (c) Un système annulaire d’injection pour l’azote a été mis en place.

Système d’injection d’azote

Dans le cas de la pulvérisation réactive, le contrôle de l’injection du gaz réactif N₂ joue un rôle primordial. A l’origine, l’argon et l’azote étaient introduits dans la chambre de dépôt par des entrées situés côte à côte dans la chambre (Figure 6.2 (a) et (b)). Lors du changement pour une cible de diamètre 150 mm, le porte cible a été modifié pour pouvoir accueillir un dispositif d’injection annulaire d’azote (Figure 6.2 (c)). Ce système est composé de 8 orifices situés autour de la cible de titane et permet une meilleure répartition de l’azote dans le plasma et donc d’obtenir des films de TiN plus homogènes en concentration d’azote [52].

6.2.3 Analyse de gaz résiduels dans la chambre de dépôt

Le titane a fortement tendance à réagir avec les espèces telles que la vapeur d’eau ou l’oxygène, il est alors nécessaire de réaliser les dépôts dans une chambre

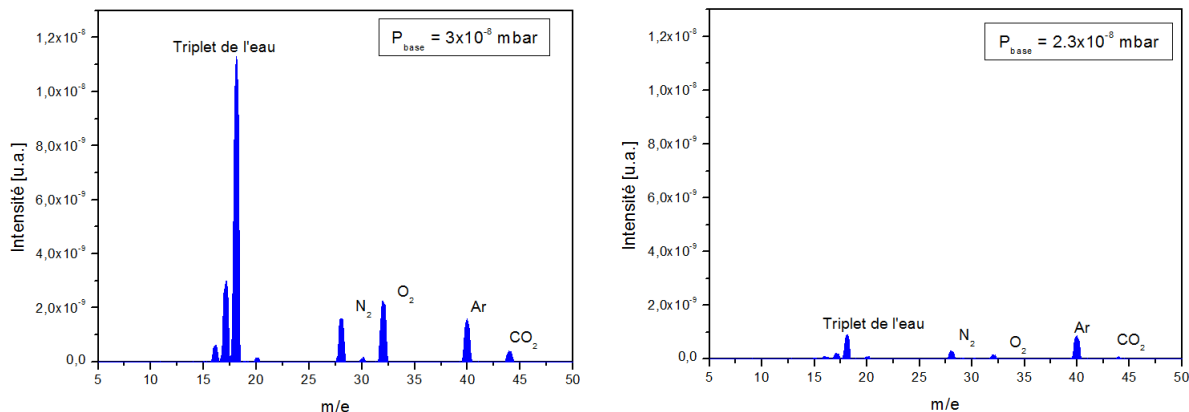


Figure 6.3 – Comparaison de deux spectres des espèces présentes dans la chambre avant et après la procédure de nettoyage. Les intensités des pics de l'eau, de l'oxygène notamment sont diminuées.

parfaitement pompée et propre. Le vide atteint dans le bâti de déposition est d'environ $P_{\text{base}} = 2 \times 10^{-8}$ mbar ce qui constitue une limite dans le cas d'une machine fonctionnant sous pompe cryogénique². Afin de vérifier la qualité du vide dans l'enceinte, un spectromètre de masse a été installé dans la chambre et permet de réaliser des analyses de gaz résiduels.

Le principe de fonctionnement d'un spectromètre de masse pour l'analyse de gaz repose sur l'ionisation des espèces présentes dans l'enceinte à vide et le tri des ions en fonction de leur masse. Le spectromètre n'étant pas équipé d'un système de calibration, il n'est pas possible de remonter aux valeurs exactes des pressions partielles des différentes espèces présentes dans l'enceinte, néanmoins il peut toujours être utilisé pour des analyses qualitatives en comparant les hauteurs des pics, de l'eau et l'oxygène notamment, d'une analyse à l'autre. Ces analyses ont permis de mettre en place une procédure de nettoyage de la chambre avant de réaliser des dépôts en utilisant le piégeage des gaz par le titane. Le titane possède une forte attraction chimique avec certains gaz comme l'oxygène, ainsi en pulvérisant et en évaporant du titane sur les parois de l'enceinte, des espèces sont piégées et la qualité du vide s'améliore [53]. L'effet est visible sur les spectres de la figure 6.3 où les intensités relatives des pics de l'eau, de l'oxygène ou du dioxyde de carbone, diminuent. Une fois la chambre de dépôt correctement pompée et nettoyée, les dépôts de TiN sont réalisés.

2. Un meilleur vide nécessite des conditions UHV (*Ultra High Vacuum*) avec un système de pompage adapté, un minimum de systèmes d'ouvertures ainsi que des joints de meilleures qualités.

Un autre avantage du spectromètre de masse est son utilisation en tant que détecteur de fuite. De l'hélium gazeux, un élément léger pénétrant facilement les fuites, est injecté le long des joints et de la tuyauterie de la machine de dépôt depuis l'extérieur. Le spectromètre est réglé pour suivre les variations d'intensité de l'hélium, si l'intensité augmente considérablement c'est que l'hélium a pénétré dans l'enceinte et qu'une fuite a été repérée. Ceci a permis de trouver des fuites d'air dans le bâti de dépôt de l'IRAM et de remplacer des joints défectueux pour réaliser alors des pulvérisations dans une enceinte parfaitement hermétique.

6.3 Propriétés physiques des films de nitrure de titane

Les principales propriétés recherchées pour les films de TiN pouvant être utilisés pour réaliser des matrices de détecteurs à inductance cinétique sont une température critique $T_C \simeq 1$ K et une résistivité élevée $\rho > 80 \mu\Omega \text{ cm}$. Le paramètre à faire varier pour obtenir les couches souhaitées est la teneur en azote dans le film. Évidemment, il est toujours important d'assurer une uniformité de l'épaisseur et des propriétés physiques sur l'ensemble du film.

6.3.1 Épaisseur des couches

Les films de TiN déposés ont une épaisseur de 50 nm et il est important de contrôler l'homogénéité de cette épaisseur sur le substrat sachant qu'elle joue un rôle important dans la valeur de l'inductance cinétique $L_{\text{cin}} = \frac{\hbar\rho}{\pi\Delta t}$. Afin de déterminer l'épaisseur des films, de la résine photorésistive est déposée sur le substrat et recuite avant que le TiN soit pulvérisé ; la résine est ensuite éliminée dans un bain d'acétone laissant une marche entre le substrat de silicium et le TiN déposé permettant la mesure de l'épaisseur au profilomètre. Les mesures de la figure 6.4 (a) montrent une homogénéité de 95 % de l'épaisseur sur le substrat. Les incertitudes proviennent de statistiques sur des séries de mesures au profilomètre.

La vitesse de dépôt en fonction du débit d'azote dans le procédé est donnée sur la figure 6.4 (b) et donne une information sur l'état pollué ou non de la cible. Pour des débits d'azote inférieurs à 6 sccm, le titane de la cible est d'abord pulvérisé puis il réagit avec l'azote pour former le TiN qui se dépose sur le substrat. Ce régime

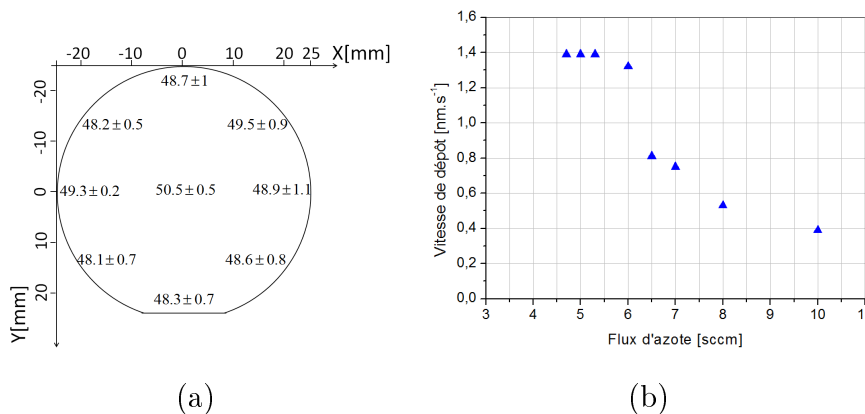


Figure 6.4 – (a) Épaisseur en nanomètres du nitrure de titane TiN sur un substrat de diamètre 50 mm déterminée en plusieurs points par profilométrie. (b) Vitesse du dépôt en fonction du débit d’azote dans la pulvérisation réactive. Après 6 sccm le mode pollué de la cible de titane est atteint et la vitesse de dépôt chute considérablement.

donne une vitesse de dépôt relativement élevée de 1,4 nm/s. Si le débit d’azote est augmenté au dessus de 6 sccm de l’azote peut directement réagir sur la cible de titane pour former du TiN. Le TiN se pulvérise moins facilement que le Ti pur entraînant une chute de la vitesse de dépôt.

6.3.2 Mesures électriques à froid

Les mesures de la résistivité des films sont effectuées dans la plage 300 K – 4 K par une méthode 4 pointes. Des échantillons, de longueur $l = 10$ mm et largeur $w = 1$ mm, sont découpés dans un film de TiN d’épaisseur $t = 50$ nm et connectés dans la canne de mesure comprenant une sonde résistive de température. La canne est plongée progressivement dans de l’hélium liquide et pour chaque échantillon la valeur de sa résistance en fonction de la température est acquise. La résistivité à froid est alors calculée et vaut $\rho \simeq 100 \mu\Omega \text{ cm}$.

La mesure dans l’hélium liquide permet des mesures jusqu’à 4,2 K et donc pour du TiN stœchiométrique, la température de transition supraconductrice de $T_C \approx 4,5$ K est également mesurable. Néanmoins, cette température critique est trop élevée pour une application aux détecteurs millimétrique qui nécessite une $T_C < 2$ K. Pour les mesurer, un réfrigérateur à ^3He pouvant atteindre une température de 300 mK a été utilisé.

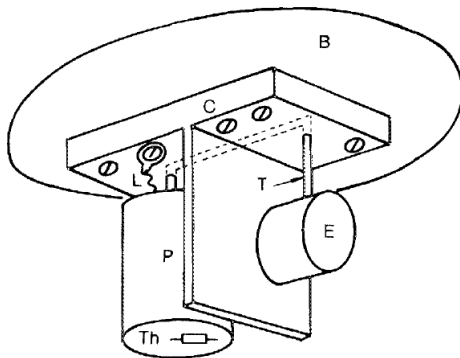


Figure 6.5 – Schéma du réfrigérateur à ^3He . B : Support en contact avec l'hélium liquide à 4 K. P : Réservoir contenant le charbon actif et l' ^3He . Th : Résistance de chauffage. T : Tuyau en contact avec la platine 4 K. E : Évaporateur atteignant 300 mK.

Le réfrigérateur à ^3He

Le réfrigérateur à ^3He utilisé correspond à celui inventé en 1984 par J.P Torre et G. Chanin (Figure 6.5) [54]. Un cryostat est rempli d'azote puis d'hélium liquide, le réfrigérateur est en contact avec la platine B à la température de l'hélium liquide 4,2 K. Au début d'un cycle de refroidissement, toutes les parties du réfrigérateur sont à la température de la platine B. La résistance de chauffage Th est activée jusqu'à obtenir une température d'environ 20 K dans P, faisant complètement désorber de l' ^3He piégé par un charbon actif dans le réservoir P. La pression dans P augmente et pour des dimensions du système correctement déterminées, l' ^3He se condense en passant dans le tuyau T en contact avec la platine à 4,2 K puis tombe dans l'évaporateur E. Dans E se trouve un mélange liquide/vapeur d' ^3He . Le chauffage est arrêté, le compartiment P se refroidit et le charbon actif adsorbe l' ^3He provoquant une baisse de la pression dans E et le refroidissement de l' ^3He liquide jusqu'à 300 mK. Lorsque tout l' ^3He a été évaporé et adsorbé par le charbon actif, la température se re-stabilise à 4,2 K et le cycle peut être recommencé.

Les échantillons à mesurer ainsi qu'une sonde résistive de température sont placés sur une plaque de cuivre en contact avec E et descendent donc en température jusqu'à 300 mK. Ainsi, toutes les températures de transition supraconductrice, $0,5\text{ K} < T_C < 4,5\text{ K}$ des films de nitrure de titane TiN_x sont mesurables.

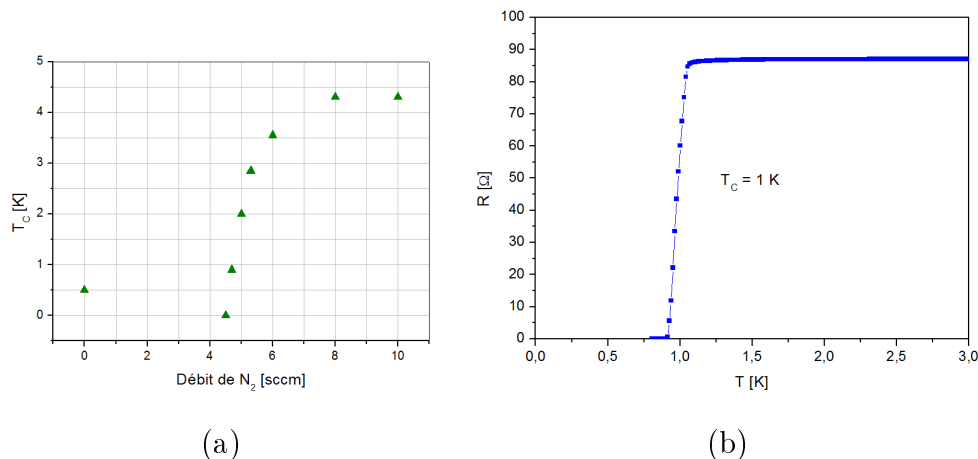


Figure 6.6 – (a) La variation de la T_C de films de TiN en fonction du débit d’azote lors du dépôt montre la zone visée pour laquelle une petite variation de débit de N_2 a une grande répercussion sur la valeur T_C . (b) Exemple d’une mesure de température de transition supraconductrice T_C sur un échantillon de TiN.

Variation de la température de transition supraconductrice

Le débit d’azote lors de la pulvérisation réactive fixe la teneur en azote x du TiN_x et donc sa valeur de température de transition supraconductrice. La figure 6.6 (a) présente l’évolution de la température critique du TiN en fonction du débit d’azote. Les autres paramètres de dépôt comme le débit d’argon, la puissance délivrée à la cible et la pression étant fixes. Le Ti pur, correspondant à un débit d’azote de 0 sccm, a une température critique mesurée à $T_{C,Ti} = 0,5$ K. Pour des faibles débits d’azote, aucune transition n’a été mesurée au dessus de 300 mK. Au dessus de 4,5 sccm, la température critique augmente rapidement avec la hausse du débit d’azote puis se stabilise à 4,5 K. Pour obtenir du nitrure de titane avec la température de transition supraconductrice souhaitée proche de 1 K comme sur la figure 6.6 (b), le débit d’azote doit être de 4,7 sccm ce qui correspond à la zone abrupte de la figure 6.6 (a). La précision sur le contrôle de l’azote lors du dépôt constitue un des principaux challenge à surmonter pour la réalisation de film de TiN.

6.3.3 Caractérisation de l’homogénéité des films

Un des objectifs de nos travaux est de trouver un procédé de déposition de TiN contrôlable et reproductible pour réaliser des matrices de détecteurs. Comme expliqué au chapitre 3, l’homogénéité des films joue un rôle crucial sur la valeur

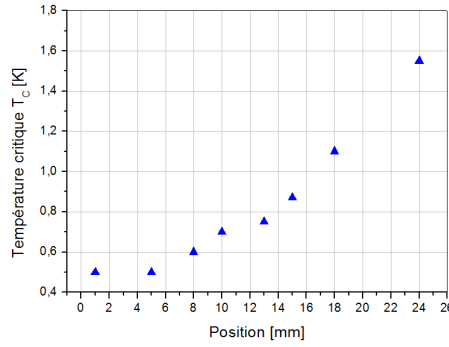


Figure 6.7 – Évolution de la T_C en fonction de la position radiale pour un film de TiN déposé sur un substrat de diamètre 50 mm.

de la température critique et de la résistivité et donc de l'inductance cinétique qui est le paramètre à contrôler finement pour la fabrication de matrice de détecteurs. En effet, l'inductance cinétique L_{cin} est reliée à la résistivité ρ et à la température critique qui sont des paramètres dépendant fortement de la teneur en azote dans le film par

$$L_{\text{cin}} = \frac{\hbar\rho}{\pi\Delta t} \quad \text{avec} \quad 2\Delta = 4k_B T_C \quad (6.1)$$

L'épaisseur t des films joue également dans la valeur de L_{cin} mais sur des films épais d'environ 50 nm, l'effet est négligeable par rapport aux variations de la T_C . De plus, sur ces films une uniformité d'épaisseur de 95 % est atteinte.

Constat d'inhomogénéité

Avec la première configuration du bâti de déposition comprenant une cible de titane de diamètre 50 mm et une injection classique d'azote dans la chambre (Figure 6.2 (a)), une importante variation de la T_C sur un substrat de diamètre 50 mm a été observée comme le montrent les mesures données sur la figure 6.7. La température de transition supraconductrice augmente radialement en s'éloignant du centre du substrat. Cette variation n'est pas associée à une diminution de l'épaisseur ; en effet, dans le cas du TiN la température critique diminue avec l'épaisseur ce qui n'est pas cohérent avec la variation constatée. De plus, à l'œil la couleur du film évolue légèrement de l'argenté vers le doré en s'éloignant du centre du substrat, tendant à confirmer une hausse de la teneur en azote au sein du film. Cette diminution de

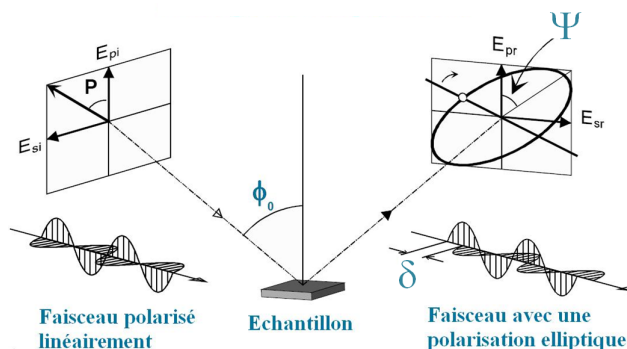


Figure 6.8 – Principe de l'ellipsométrie qui mesure le changement de polarisation en phase δ et en amplitude Ψ d'un faisceau lumineux après réflexion sur un échantillon.

T_C en se rapprochant du centre du substrat est donc interprétée comme une baisse de la concentration d'azote dans le plasma tendant à donner un TiN moins riche en azote au centre du film et donc ayant une T_C moins importante. Afin de confirmer cette hypothèse, une technique de caractérisation non destructive est utilisée.

Utilisation de l'ellipsométrie

L'ellipsométrie mesure le changement de polarisation d'une onde se réfléchissant sur un échantillon et s'exprime par $\rho = E_p/E_s = \tan(\Psi) e^{i\delta}$ (Figure 6.8). Dans le cas d'un ellipsomètre spectroscopique, les données δ et Ψ sont acquises en fonction de la longueur d'onde λ pour un angle d'incidence $\Phi_0 = 70^\circ$ fixe.

La teneur en azote dans les films de TiN peut être déterminée par ellipsométrie spectroscopique [55, 56]. Plus précisément, un ellipsomètre spectroscopique peut mesurer directement la permittivité complexe d'un matériau s'exprimant sous la forme

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \sin^2(\Phi_0) + \left(\frac{1 + \rho}{1 - \rho}\right)^2 \tan^2(\Phi_0) \sin^2(\Phi_0) \quad (6.2)$$

A partir de la fonction diélectrique complexe du matériau, la fréquence plasma correspondant à la fréquence pour laquelle la partie réelle ε_1 s'annule est déterminée. Cette fréquence s'exprime par $\omega_p = \sqrt{ne^2/\varepsilon_0 m_e}$ [57]. La fréquence plasma fait intervenir la densité d'électrons libres n dans le matériau qui diminue lorsque la teneur en azote dans le TiN augmente, le film devenant moins métallique. Une hausse de la teneur en azote dans le film se traduit donc par un décalage de ω_p vers les

basses fréquences. En regardant en fonction de la longueur d'onde comme le propose l'ellipsomètre, un décalage de $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ vers les grandes longueurs d'ondes est observé lorsque la teneur en azote est augmentée dans le film comme sur les courbes de la figure 6.9 (a).

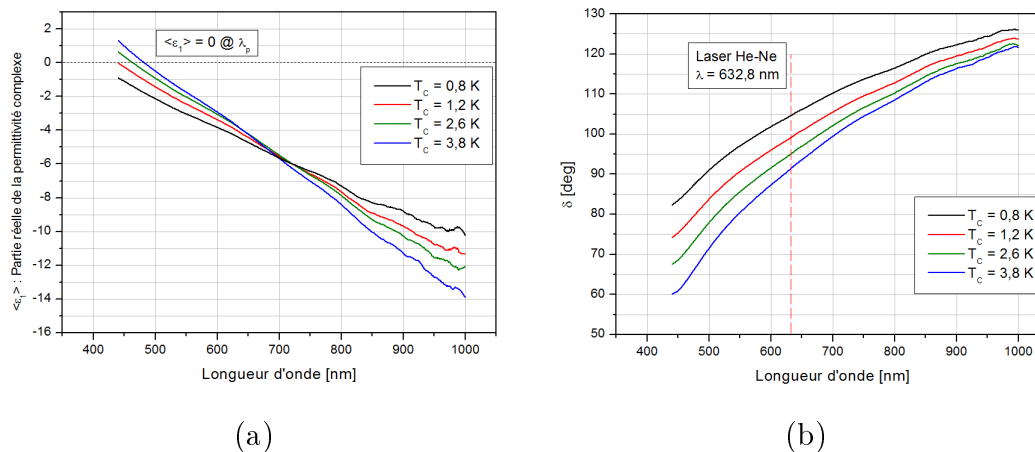


Figure 6.9 – Données de l'ellipsomètre spectroscopique pour quatre échantillons de TiN ayant des températures de transitions supraconductrices T_C différentes. (a) λ_p augmente lorsque la T_C du TiN augmente, donc que le TiN est préparé avec une plus grande teneur en azote. (b) Le paramètre optique δ donné par l'ellipsomètre permet aussi de suivre la teneur en azote dans le film. A l'IRAM, l'ellipsomètre réalise les mesures à une seule longueur d'onde de 632,8 nm.

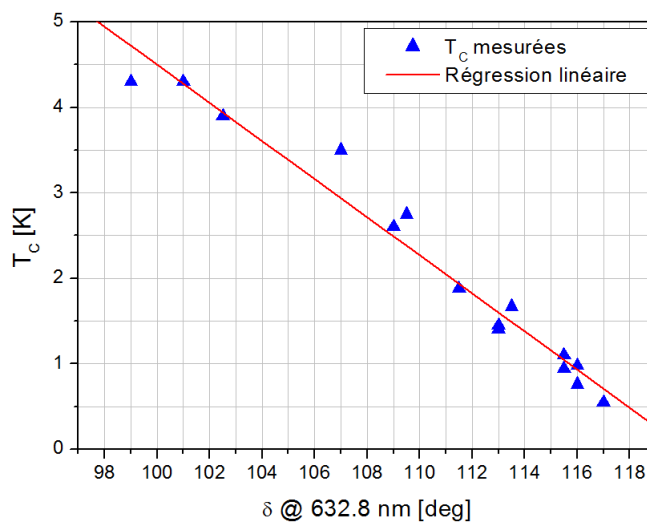


Figure 6.10 – La valeur de la température de transition supraconductrice T_C d'un échantillon de TiN est corrélée au paramètre optique δ de l'ellipsomètre.

L'ellipsomètre spectroscopique utilisé n'a malheureusement pas une gamme de longueur d'onde λ assez étendue pour déterminer la fréquence plasma pour tous les échantillons de TiN déposés. Néanmoins, le paramètre δ de l'ellipsomètre permet

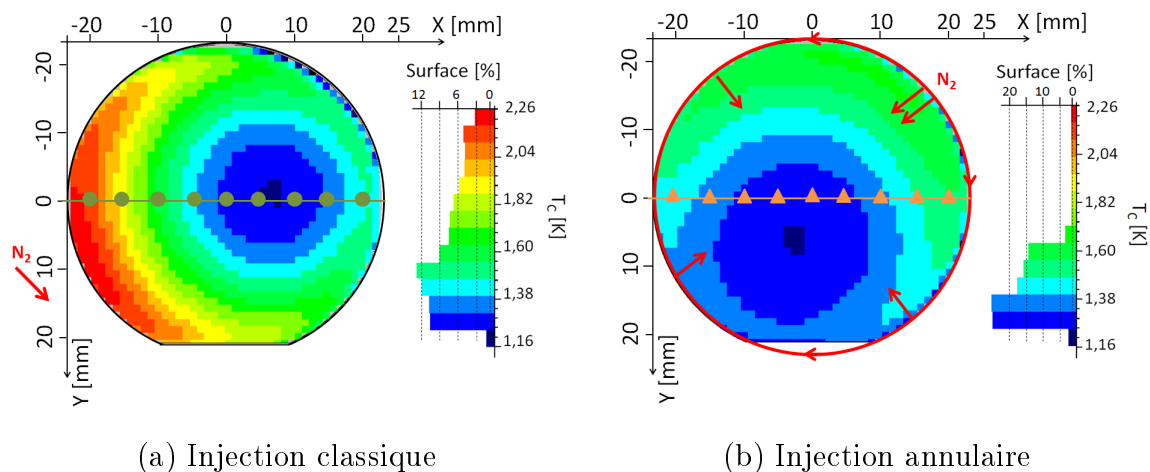


Figure 6.11 – Cartographies réalisées à l’ellipsomètre pour les différentes configurations du bâti de dépôt illustrées sur la figure 6.2. Les entrées d’azote dans la chambre sont mises en évidence en rouge.

également de sonder la teneur en azote dans les films bien que n’ayant a priori pas de lien direct avec une propriété physique du film considéré [55, 58]. Ainsi, l’ellipsomètre classique de l’IRAM travaillant à la longueur d’onde $\lambda = 632,9$ nm, une corrélation entre la valeur de δ et la température critique T_C a été établie (Figure 6.10). Ce lien permet de réaliser rapidement des cartographie des films de TiN déposés et de donner de façon non destructive une information sur la température critique dans le film.

Comparaison des différents moyens d’injection de l’azote

Afin d’améliorer l’homogénéité de la teneur en azote dans les films, des modifications concernant l’injection de l’azote dans la chambre lors de la pulvérisation réactive ont été apportées (figure 6.2). Pour les différentes configurations d’injection d’azote, des films de TiN sur des substrats de diamètre 50 mm ont été cartographiés.

La cartographie 6.11 (a) correspond à la configuration du bâti 6.2 (b) pour lequel l’injection d’azote se fait en un point particulier dans l’enceinte. Cette configuration donne des variations de T_C entre 1,16 K – 2,26 K sur un substrat de 50 mm, de plus il est constaté que le film est plus riche en azote dans de la zone proche de l’injection d’azote, ce qui tend à confirmer une diminution de la concentration en azote dans le plasma et donc dans le film. Pour gagner en homogénéité, un système d’injection annulaire avec des arrivées d’azote autour de la cible a été installée (Figure 6.2

(c)). La cartographie 6.11 (b) correspond à cette configuration du bâti et montre une meilleure homogénéité de la T_C sur le substrat avec des variations comprises entre 1,16 K et 1,65 K. L'arrivée principale d'azote dans l'injection annulaire est montrée par une double flèche et un effet semblable concernant la répartition de la T_C apparaît mais perturbant moins l'uniformité dans le film.

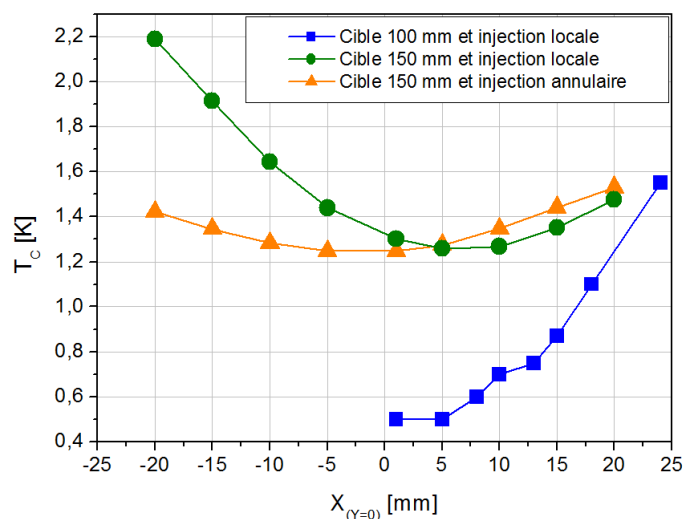


Figure 6.12 – Évolution de la T_C en fonction de la position radiale sur un film de TiN déposé sur un substrat de diamètre 50 mm pour les trois différentes configurations du bâti de pulvérisation. Les symboles vert et orange correspondent aux positions affichées sur les cartographies de la figure 6.11.

Afin de comparer les trois différentes configurations de la chambre de dépôt, les valeurs de température critique T_C en fonction de la position radiale sur le substrat sont données sur la figure 6.12. Pour le film de TiN déposé depuis la cible de 4 pouces, les valeurs de T_C ont été directement mesurées électriquement sur des morceaux découpés dans le film tandis que les valeurs données pour les deux autres substrats proviennent de la corrélation avec la mesure ellipsométrique. En prenant les valeurs maximales et minimales de T_C , l'homogénéité est améliorée de 40 % jusqu'à 75 % grâce aux différentes transformations du bâti.

6.4 Caractérisation du nitrure de titane déposé

Des analyses physico-chimiques ont été menées afin de corréler l'évolution de la température critique à la structure cristalline et la composition chimique des films.

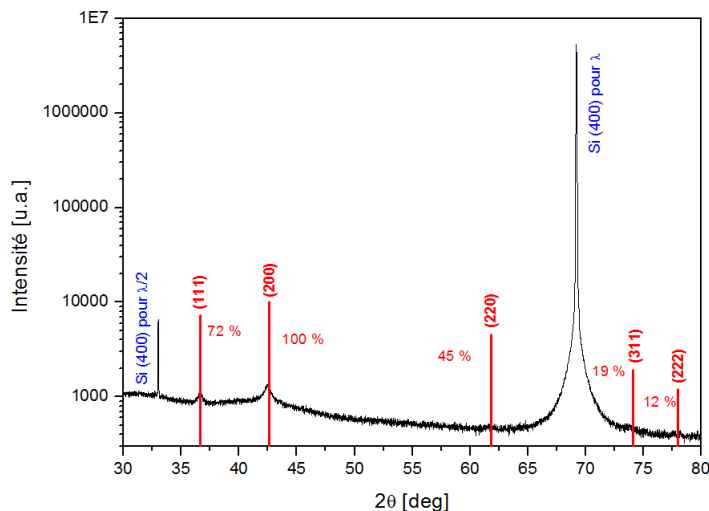


Figure 6.13 – Diffractogramme des rayons X sur un échantillon de TiN déposé sur substrat de silicium. En rouge sont représentés les pics théoriques du TiN avec leurs intensités normalisées au pic (200).

6.4.1 Étude de la structure cristallographique

La diffraction des rayons X

L'analyse par diffraction des rayons X fournit des informations sur la nature et l'orientation cristalline d'un échantillon. Une source émettant une longueur d'onde $\lambda_{Cu} = 154,06$ pm balaye l'angle d'incidence θ sur un échantillon et un détecteur collecte l'intensité diffractée à l'angle 2θ . Dans un échantillon polycristallin, les différentes familles de plans (hkl) de l'échantillon se retrouvent toutes successivement en position de diffraction donnant un maximum d'intensité reçue par le détecteur. La loi de Bragg $2d_{hkl} \sin \theta = \lambda_{Cu}$ relie l'angle de diffraction à la distance d_{hkl} entre les plans d'une famille (hkl). La comparaison des diffractogrammes obtenus avec une banque de donnée permet l'identification des plans de diffraction et donnent les orientations cristallines de l'échantillon. La position précise des raies de diffraction permet de déterminer les paramètres de la maille cristalline.

Le diffractogramme de la figure 6.13 fait ressortir clairement le substrat de silicium orienté (100) par les pics de diffraction aux angles $32,96^\circ$ et $69,13^\circ$. Sur ce diffractogramme, les pics théoriques du TiN sont donnés ainsi que leurs intensités relatives. Les pics (200) et (111) ont des intensités relatives de 100 % et 72% et sont les plus intenses. Ces pics ressortent effectivement le mieux sur nos échantillons et

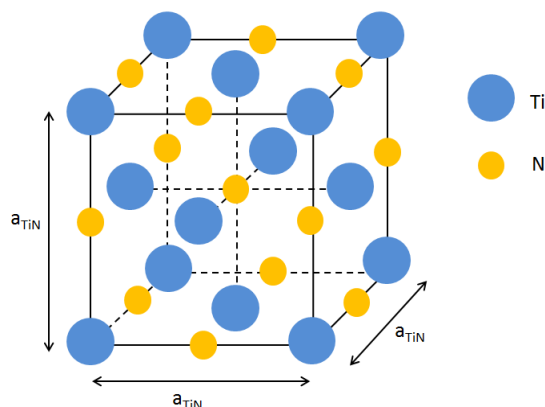


Figure 6.14 – Maille cubique à faces centrées du TiN, le paramètre de maille théorique vaut $a_{\text{TiN}} = 4,242 \text{ \AA}$. Les atomes d'azote occupent les sites octaédriques.

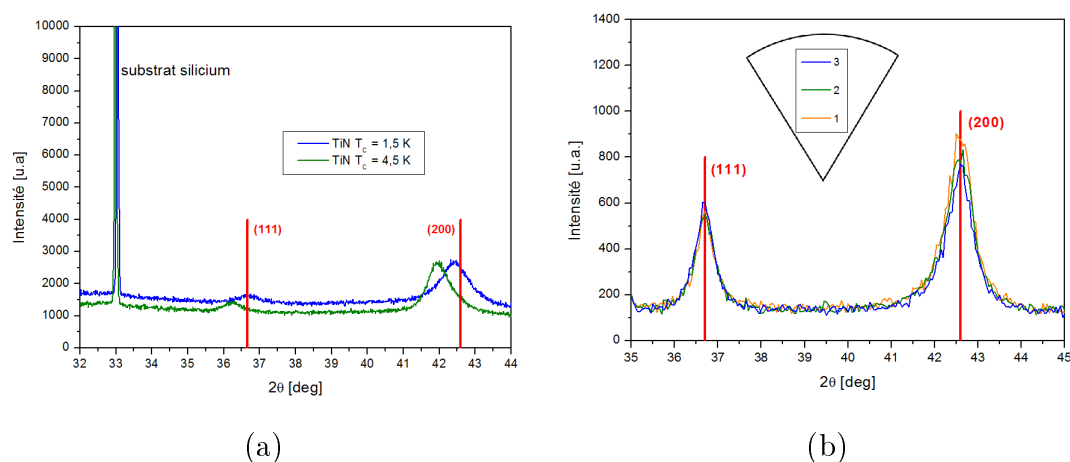


Figure 6.15 – (a) Diffractogrammes de rayons X sur des échantillons de TiN volontairement préparés avec des concentrations en azote très différentes. (b) Diffractogrammes de rayons X réalisés sur un même un film de TiN en plusieurs positions radiales sur le substrat.

le rapport de leurs intensités est proche de 0,72 signifiant que le TiN déposé est polycristallin.

Évolution du paramètre de maille

Le nitrure de titane cristallise en maille cubique à faces centrées et les azotes occupent les sites octaédriques (Figure 6.14). Dans le cas d'une maille cubique la distance d_{hkl} s'exprime par

$$d_{hkl} = \frac{a_{\text{TiN}}}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} \quad (6.3)$$

La figure 6.15 (a) présente deux diffractogrammes réalisés sur des échantillons de TiN préparés avec une concentration en azote différente comme le montre les

Plan (hkl)	(200)	Plan (hkl)	(200)
2θ [°]	$42,42 \pm 0,01$	2θ [°]	$41,94 \pm 0,01$
a [Å]	$4,258 \pm 0,002$	a [Å]	$4,305 \pm 0,002$
$T_C = 1,5$ K		$T_C = 4,5$ K	

Tableau 6.2 – Comparaison des paramètres de maille pour les deux échantillons de TiN préparés avec une concentration en azote très différente se traduisant notamment par des valeurs de T_C éloignées.

valeurs de T_C mesurées à 1,5 K et 4,5 K. Il est possible de remonter aux valeurs du paramètre de maille à l'aide de la position des pics et de la loi de Bragg. Le tableau 6.2 présente les résultats de ces calculs pour ces deux échantillons à partir du plan (200). En accentuant la concentration en azote dans le film, le paramètre de maille du TiN augmente. Cette hausse du paramètre de maille est cohérente avec ce qui a déjà été reporté pour le TiN [49, 58, 59].

Sur un même film de TiN, où la température critique T_C varie entre 0,5 K et 1 K, des analyses rayon X ont été réalisées. La figure 6.15 (b) représente ces diffractogrammes pour différentes positions sur le substrat et il n'apparaît aucun changement tant sur la position que sur l'intensité des pics. Ces diffractogrammes semblent indiquer que les échantillons ont une bonne homogénéité cristalline.

6.4.2 Détermination de la stœchiométrie

La spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford

La première observation pour avoir une idée de la teneur en azote dans le film est simplement de regarder la couleur des dépôts. Des films de Ti pur et de TiN sub-stœchiométrique ont une couleur argentée ; lorsque la composition approche la stœchiométrie le film prend une teinte dorée. Cette observation n'est bien sûr pas suffisante et des techniques de caractérisation plus poussées doivent être utilisées pour déterminer précisément la composition chimique des films.

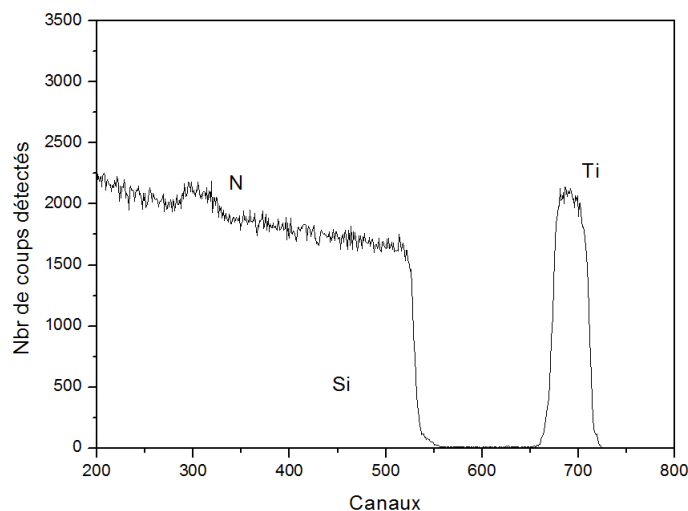


Figure 6.16 – Spectre RBS d’un échantillon de TiN_x . Le Ti ressort clairement tandis que l’azote, élément léger, est masqué dans le signal du substrat de Si.

A l’aide des différentes techniques de caractérisation proposées précédemment, la teneur en azote dans les films n’est pas déterminée précisément mais estimée de façon quantitative en fonction d’un autre paramètre mesuré telle que la T_C , le paramètre optique δ ou le paramètre de maille a_{TiN} . Pour déterminer la stœchiométrie d’une couche de TiN_x , il est nécessaire de faire appel à une analyse combinant la spectroscopie de rétrodiffusion de Rutherford (RBS) et la microanalyse par observation directe des réactions nucléaires (*Nuclear Reaction Analysis* NRA).

Le principe de la méthode RBS repose sur l’étude la diffusion élastique entre des ions d’ $^4\text{He}^{2+}$ incident de haute énergie 2,2 MeV et les atomes de l’échantillon à analyser. Sur un spectre comme la figure 6.16, le nombre de canaux représente l’énergie des particules détectées en abscisse et la concentration en profondeur des éléments détectés en ordonnée. Ainsi, les atomes constituant la couche mince ont la forme de pic tandis que le palier représente le substrat de silicium. L’azote étant un élément léger, son signal RBS est superposé au signal du silicium et l’analyse est délicate à réaliser. Pour améliorer la précision, la méthode NRA a été mise en œuvre et permet de visualiser correctement la réponse de l’azote [60]. La détermination de la concentration en azote se fait par comparaison avec un film étalon de Si_3N_4 dont on connaît précisément la teneur en azote. Sur la figure 6.16, le Ti ressort clairement et le signal de l’azote est superposé au substrat de Si.

Echantillons	x : TiN _x	T _C [K]
#1	0,84 ± 0,05	0,8
#2	0,86 ± 0,05	1,4
#3	0,96 ± 0,05	4,5

Tableau 6.3 – Résultats des analyses RBS et NRA pour trois différents échantillons avec des températures de transition supraconductrice volontairement éloignées.

Trois échantillons de TiN_x ayant des températures de transition supraconductrice assez différentes ont été mesurés par RBS et NRA . Les échantillons #1 et #2 proviennent du même film de TiN pris sur des zones du substrat où les températures de transition supraconductrice sont respectivement de 0,8 K et 1,4 K. L'échantillon #3 correspond à un TiN stœchiométrique pour lequel $T_C = 4,5$ K. Ces analyses confirment que les films ayant une plus haute température critique ont bien une teneur en azote plus importante comme attendu mais les variations de la teneur ne sont pas aussi flagrantes que ce qui a été déjà constaté pour le TiN [58]. Ces analyses ont également permis de constater que seules Ti et N sont présents dans les couches confirmant la qualité du vide et l'absence de fuite dans la chambre de dépôt comme indiqué par le spectromètre de la masse (paragraphe 6.2.3).

Conclusion

Les films fins de nitrure de titane déposés par pulvérisation réactive présentent le désavantage d'être non uniformes et possèdent des valeurs de température de transition supraconductrice T_C et d'inductance cinétique L_{cin} qui varient sur le substrat. Un ellipsomètre a permis de corréliser un paramètre optique à la température critique dans le TiN. Cette technique de caractérisation rapide, non destructive et à température ambiante permet de cartographier en T_C des films de TiN. Les inhomogénéités constatées dans les films ont conduit à des modifications successives de la chambre de pulvérisation afin de déposer des films le plus homogène possible. Finalement, des films déposés sur des substrats de diamètre 50 mm avec des variations de températures critiques inférieures à 25 % ont été obtenus grâce à une cible de Ti de diamètre 150 mm et une injection annulaire de l'azote dans le procédé réactif.

Chapitre 7

Fabrication et caractérisation de matrices de détecteurs en nitrure de titane

Les dépôts de TiN sub-stœchiométriques ont été optimisés et sur des substrats de diamètre 50 mm une température critique T_C variant entre 0,8 K et 1 K est raisonnablement atteinte. Cette uniformité représentant une limite dans les conditions de dépôt actuelles, nous avons fabriqué des matrices de détecteurs à partir de ces films. L'utilisation d'un matériau ayant une grande valeur d'inductance cinétique $L_{cin} = 20 \text{ pH}/\square$ et de résistivité $\rho = 100 \mu\Omega \text{ cm}$ impose de modifier la géométrie des résonateurs, par rapport à ceux fabriqués à partir de couches d'aluminiums, afin de positionner les résonances dans la gamme fréquentielle souhaitée et d'avoir une structure absorbant correctement les ondes millimétriques. Les résonateurs adaptés au TiN sont d'abord présentés, le procédé de fabrication des matrices en TiN est ensuite détaillé, puis les différentes caractérisations électriques et optiques réalisées sur une matrice de 132 détecteurs en TiN sont analysées.

7.1 Fabrication de matrices de détecteurs en nitrure de titane

7.1.1 Choix des dimensions des résonateurs

Pour correctement absorber la lumière, les résonateurs doivent respecter une condition sur la valeur du rapport $R_{\square}/(w/s)$. Dans le cas de film de TiN de 50 nm, la résistance par carré vaut $R_{\square} = 20 \Omega/\square$ ce qui correspond à environ dix fois celle

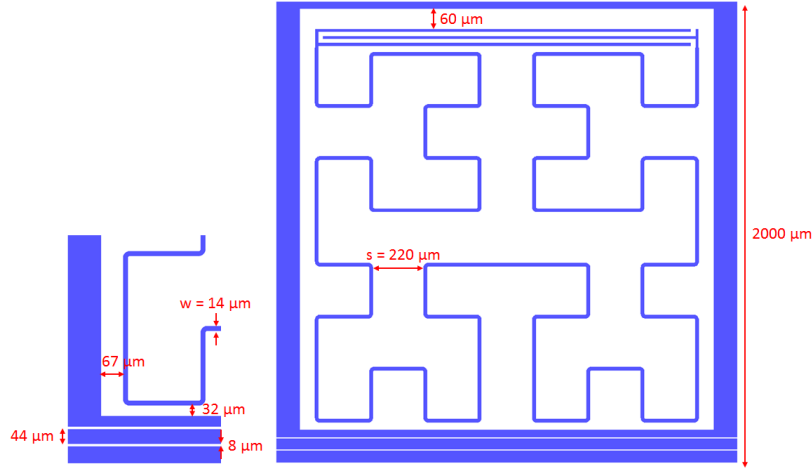


Figure 7.1 – Schéma d'un résonateur adapté au TiN. La largeur de la ligne du méandre vaut $w = 14 \mu\text{m}$, l'espacement dans le méandre de Hilbert est $s = 220$. La ligne de transmission CPW doit aussi être adaptée à la grande valeur de L_{cin} du TiN avec une bande centrale de $44 \mu\text{m}$ et un gap de $8 \mu\text{m}$.

de l'aluminium, ainsi il est nécessaire d'augmenter le *filling factor*, $ff = w/s$, en jouant sur la largeur du méandre inductif w , l'espacement s est fixé par la taille du résonateur ($2000 \mu\text{m} \times 2000 \mu\text{m}$) et l'ordre trois de la courbe de Hilbert. Une autre solution consisterait à diminuer la valeur de $R_{\square} = \rho/t$ en déposant un film plus épais mais ce n'est évidemment pas l'effet recherché car un film plus épais signifie aussi une valeur de l'inductance cinétique moindre ce qui ferait perdre l'intérêt d'utiliser un matériau à grande inductance cinétique comme le TiN. La figure 7.1 représente un résonateur adapté aux grandes valeurs de L_{cin} et de résistivité ρ du nitrure de titane pour lequel $ff = 14/220 \simeq 1/16$ grâce à une largeur de la ligne inductive considérablement augmenté par rapport aux résonateurs en aluminium ($w_{\text{TiN}} = 14 \mu\text{m} \gg w_{\text{Al}} = 3 \mu\text{m}$). En simulant ce résonateur à l'aide du logiciel *Sonnet*, de la même façon que pour les résonateurs en aluminium introduits au chapitre 4 mais en utilisant la valeur d'inductance cinétique du TiN $L_{\text{cin}} = 20 \text{ pH}/\square$, ces dimensions donnent une fréquence de résonance de $1,3 \text{ GHz}$ pour une capacité maximale. La capacité est ensuite réduite pas à pas, augmentant alors la fréquence de résonance $f_0 \propto 1/\sqrt{C}$, pour étaler les fréquences sur une bande maximale de 500 MHz correspondant à la bande de fonctionnement de l'électronique de lecture des matrices de KIDs. Une autre modification concerne la ligne de transmission à laquelle les résonateurs sont couplés. Les dimensions de cette ligne doivent être choisies de façon à respecter une impédance de 50Ω afin de s'adapter aux connexions

électriques d'entrée et de sortie de la matrice. La théorie des lignes coplanaires donne des relations à respecter pour la largeur de la bande centrale ainsi que de l'espacement avec les plans de masse de la ligne [61]. Cependant, le TiN ayant une valeur d'inductance cinétique très élevée, les relations classiques ne s'appliquent plus car l'inductance de la ligne de transmission n'est plus dominée par la géométrie mais par l'inductance cinétique du matériau. Le logiciel *Sonnet* peut calculer l'impédance d'une ligne coplanaire et en utilisant l'inductance cinétique du TiN $L_{\text{cin}} = 20 \text{ pH}/\square$, les dimensions adéquates, c'est-à-dire une largeur de bande centrale de $32 \mu\text{m}$ et un gap avec le ligne de masse de $8 \mu\text{m}$ (Figure 7.1), garantissant une impédance de ligne de 50Ω ont été déterminées.

7.1.2 Procédé de fabrication

Grâce aux différentes améliorations apportées à la chambre de déposition, des films de nitrure de titane bien plus uniformes sont déposés et des matrices de détecteurs y sont lithographiées. Les films sont déposés par pulvérisation réactive sur des substrats de silicium d'épaisseur $300 \mu\text{m}$ et de faible pertes ($\rho_{\text{Si}} > 5000 \Omega \text{ cm}$), le débit d'argon dans la chambre est fixé à 30 sccm , la pression de procédé à $0,2 \text{ Pa}$ et une puissance de 1000 W est délivrée à la cible de Ti. Pour obtenir des films de 50 nm avec une température de transition supraconductrice de 1 K , le temps de dépôt est de 36 s et le débit d'azote choisi à $4,7 \text{ sccm}$. La matrice est structurée par photolithographie avant d'être gravée par gravure ionique réactive (*Reactive Ion Etching* RIE) dans un mélange de C_4F_8 et SF_6 . Le nitrure de titane ne peut être gravé par gravure humide, comme c'est le cas pour l'aluminium, avec les produits chimiques autorisés à l'IRAM¹. Néanmoins la RIE permet d'obtenir des structures semblables à celles obtenues par gravure humide (photographie 7.2), la différence se situant dans le fait que le substrat de silicium est également attaqué par RIE, le temps de gravure doit alors être précisément défini pour éviter le phénomène de sur-gravure. De plus, la sur-gravure est très efficace car la vitesse de gravure dans le silicium est largement supérieure à celle dans le TiN $v_{\text{Si}} = 17 \text{ nm s}^{-1} \gg v_{\text{TiN}} = 0,5 \text{ nm s}^{-1}$. La machine RIE de l'IRAM est équipée d'une détection laser de fin d'attaque et permet

1. Il est possible de réaliser une gravure humide de TiN dans un mélange de NH_4OH , H_2O_2 et H_2O [62]

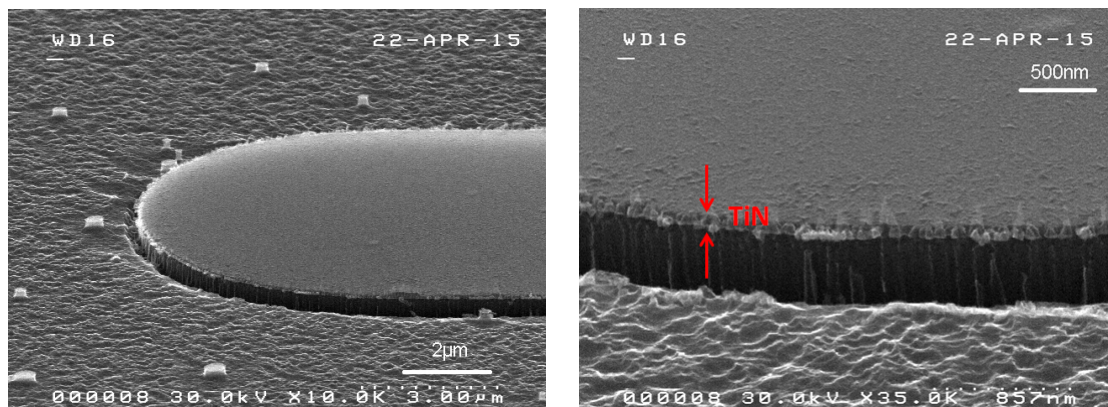


Figure 7.2 – Images au microscope électronique à balayage d’une structure gravée de TiN. Ici, la sur-gravure a été volontairement accentuée pour mettre en évidence le phénomène.

de limiter au maximum la sur-gravure, un faisceau laser est pointé sur une zone de la matrice à graver et l’intensité réfléchiée est mesurée. Lorsque le TiN est gravé, la machine détecte le silicium et stoppe le procédé de gravure.

7.2 Caractérisation des détecteurs en nitrure de titane

Les matrices de détecteurs à inductance cinétique en TiN sont fabriquées sur des substrats de Si de diamètre 50 mm pour un total de 132 résonateurs par matrice comme le montre la photographie 7.3. Ces matrices de petite taille représentent une première étape dans le développement des détecteurs en TiN. Il est en effet nécessaire de d’abord comprendre leurs fonctionnements à petite échelle avant d’élargir la taille des matrices. La géométrie de la matrice caractérisée ici est adaptée à une détection à 2 mm, c’est-à-dire une plage de fréquence entre 120 GHz – 180 GHz.

7.2.1 Caractérisation électrique

La matrice est montée dans le cryostat NIKA-1 adapté à des mesures électriques et optiques et qui, tout comme NIKA-2, fonctionne avec une dilution $^3\text{He}-^4\text{He}$ pour refroidir les détecteurs jusqu’à une température de 100 mK largement inférieure à la température de transition supraconductrice du TiN. La détermination du paramètre de transmission S_{21} de la ligne de transmission à l’aide de l’analyseur de réseau permet de visualiser les résonances entre 1,3 GHz – 1,68 GHz (figure 7.4).

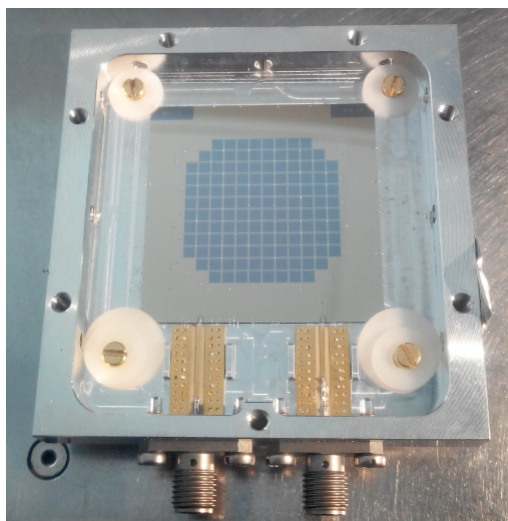


Figure 7.3 – Matrice en TiN de taille 36×36 mm contenant 132 KIDs et montée dans son porte-échantillon avant la pose du *backshort* et l'installation dans le cryostat. Les deux connecteurs permettent l'alimentation de la ligne de transmission coplanaire.

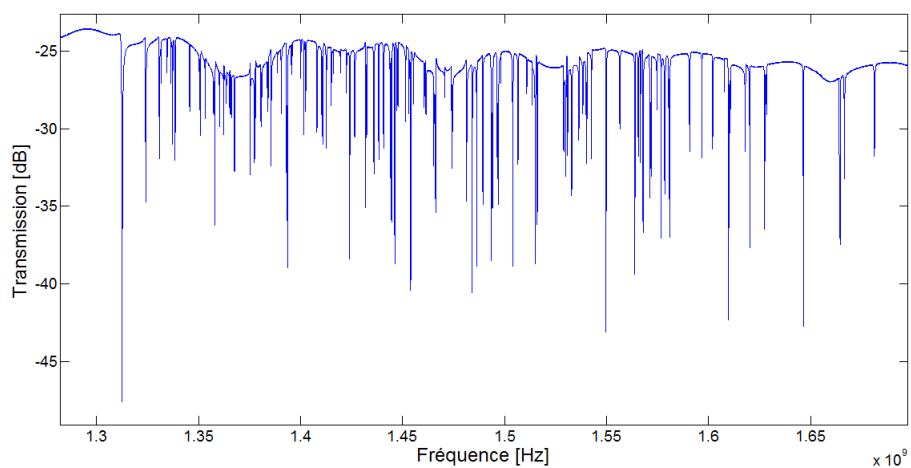


Figure 7.4 – Paramètre de transmission de la matrice en nitrure de titane. Les résonances sont bien situés dans la bande de fréquence voulue entre 1,3 GHz – 1,65 GHz et 78 résonances sont identifiées.

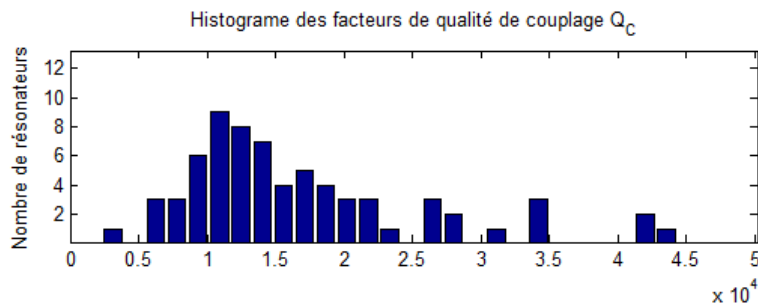


Figure 7.5 – Histogramme des facteurs de qualité de couplage pour les 78 résonateurs de la matrice en TiN.

Les résonances sont donc parfaitement dans la bande de fonctionnement optimal des amplificateurs faibles bruits, ce qui était un objectif recherché lors de la conception géométrique du résonateur, et elles s'étalent sur une bande légèrement inférieure aux 500 MHz autorisés. L'histogramme de la figure 7.5 donne l'uniformité des facteurs de qualité de couplage Q_C des résonateurs de la matrice. L'analyse est effectuée sur les résonances visibles sur le spectre VNA et qui ne se chevauchent pas avec leurs voisines, ceci conduit donc à retenir 78 résonances sur cette matrice. Les facteurs de qualité de couplage Q_C sont relativement homogènes sur la matrice et surtout possèdent la valeur recherchée lors de la conception du résonateur (figure 7.1), cette même valeur qui a été introduite au chapitre 3 permettant le fonctionnement optimal des KIDs et qui est d'environ $Q_C = 15\,000$.

Toujours à l'aide de l'analyseur de réseau, la réponse optique de la matrice est déterminée en plaçant successivement devant la fenêtre d'entrée du cryostat deux corps noirs à température 200 K et 300 K ; la figure 7.6 (a) montre la réponse de deux détecteurs à ces charges optiques. En moyenne sur l'ensemble des détecteurs identifiés de la matrice, une réponse $\Delta f_0 = 48,4\text{ kHz}$ est mesurée. Cette réponse correspond à 16,1 kHz/pW en considérant la puissance reçue ΔP par les détecteurs provenant de la bande de fréquence 120 GHz – 150 GHz, c'est à dire des fréquences pour lesquelles l'absorption dans les détecteurs est maximale. Le bruit fréquentiel $S_n(f)$ de l'ensemble des détecteurs est donné sur le graphe de la figure 7.6 (b). Pour chaque détecteur, la trace temporelle de la fréquence de résonance $f_0(t)$ est visualisée, sur un intervalle de temps T et à une fréquence d'acquisition $f_{\text{ech}} = 24\text{ Hz}$, et en lui appliquant une transformée de Fourier, le spectre de bruit est déterminé sur l'intervalle $[1/T, f_{\text{ech}}/2]$. La moyenne du bruit à 10 Hz, c'est à dire à la fréquence de

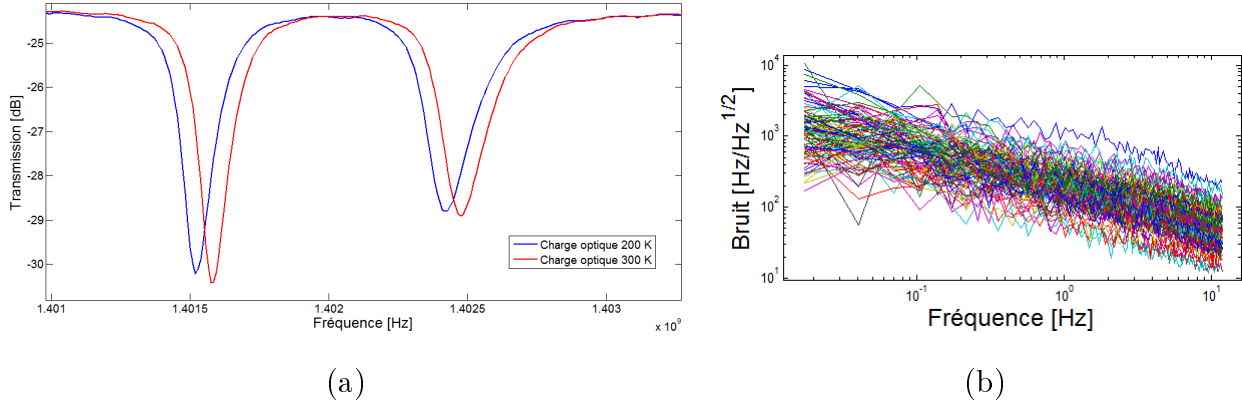


Figure 7.6 – (a) Réponse de deux détecteurs aux charges optiques de 200 K et 300 K. Le décalage fréquentiel correspondant sur l'ensemble de la matrice est de $48,4 \pm 12,0$ kHz. (b) Spectre de bruit fréquentiel des détecteurs de la matrice. Le bruit moyen à 10 Hz est de 58 ± 12 Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$ et le meilleur résonateur est à $13,8$ Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

lecture, pour l'ensemble des résonateurs est de $58,6$ Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$. Les mesures de réponse optique combinées à la mesure du bruit conduisent à la détermination de la puissance équivalente de bruit des détecteurs $NEP = \Delta P \times S_n(f) / \Delta f_0 = 3,6 \times 10^{-15}$ W/ $\sqrt{\text{Hz}}$.

	Al bande réelle	TiN bande réelle	TiN bande complète
Réponse optique [kHz/pW]	16	16.1	4
Bruit [Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	1	58	
NEP [W/ $\sqrt{\text{Hz}}$]	6×10^{-17}	$3,6 \times 10^{-15}$	$1,4 \times 10^{-14}$

Tableau 7.1 – Comparaison des performances pour des détecteurs en aluminium [33] et en TiN. La réponse dans la bande réelle correspond à la réponse sous la FWHM (Largeur à mi-hauteur) du spectre d'absorption tandis que la réponse dans la bande complète s'étend de la fréquence de coupure du gap supraconducteur à la fréquence de coupure du filtre à 180 GHz.

Ces chiffres sont comparés avec les résultats typiques d'une matrice en aluminium de NIKA-1 dans le tableau 7.1. Cette matrice de TiN montre des performances assez médiocres si l'on se réfère aux meilleurs détecteurs fabriqués en aluminium pour NIKA. Le bruit mesuré est trop élevé et le spectre de la figure 7.6 (b) montre que son comportement est en $1/f$. Généralement, le bruit en $1/f$ dans les détecteurs est attribué à un bruit TLS (*Two-Level System*) [29, 34]. La réponse optique dans la bande de fréquence 120 GHz – 150 GHz est comparable à celle des détecteurs en aluminium.

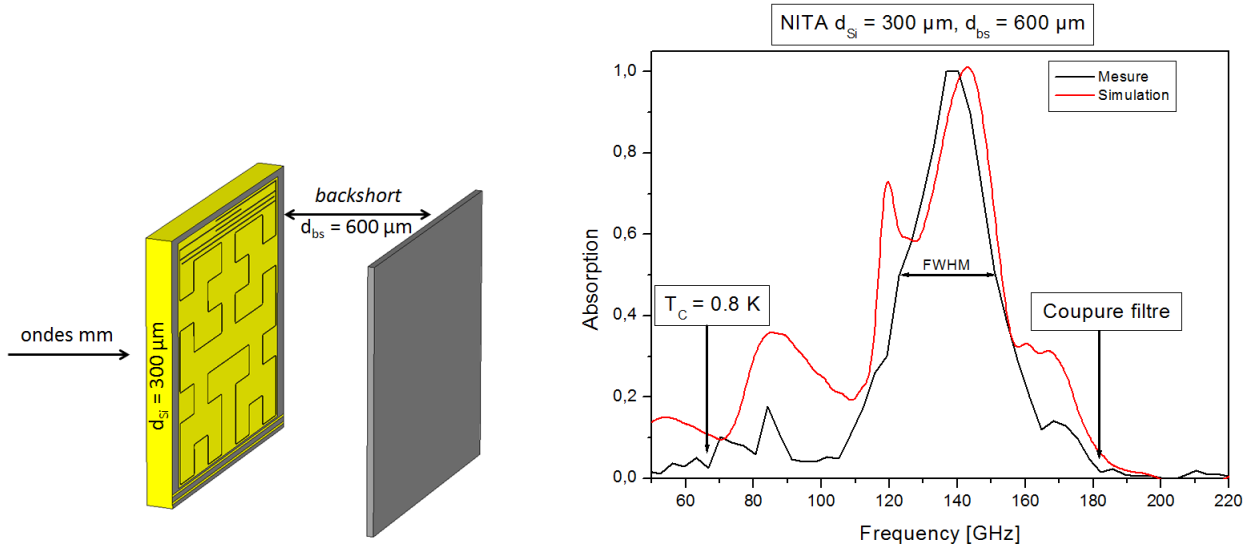


Figure 7.7 – (a) Structure du détecteur. (b) Spectre d’absorption de la matrice en TiN (noir) comparé à une simulation par la méthode des éléments finis (rouge). La coupure du gap supraconducteur apparaît et correspond à une $T_C = 0,8$ K. La coupure du filtre passe-bas à 180 GHz est également visible.

7.2.2 Absorption optique des détecteurs

L’absorption optique pour des fréquences comprises entre la fréquence de coupure du gap supraconducteur et un filtre à 180 GHz a été mesurée. Les différentes épaisseurs utilisées sont affichées sur le schéma de la figure 7.7 (a) et correspondent aux dimensions classiques des matrices en aluminium de la bande 2 mm. Le spectre de la figure 7.7 (b) correspond à la moyenne de l’absorption pour 14 détecteurs de la matrice. La coupure du gap supraconducteur à 65 GHz correspond à une température de transition supraconductrice $T_C = 0,8$ K en utilisant la relation $h\nu = 4k_B T_C$ [26]. Pour collecter le signal dans la bande 2 mm, un filtre à 180 GHz a été placé dans le montage optique du cryostat. Le maximum d’absorption apparaît bien au centre de la bande 2 mm mais par contre le pic est très étroit avec une descente dès 140 GHz, résultant en une perte du signal dans les détecteurs.

Un spectre d’absorption simulé par la méthode des éléments finis est également tracé et permet de constater que la forme du spectre est due à la géométrie du résonateur de la figure 7.1, à l’épaisseur du substrat et à la longueur du *backshort* utilisé. Notamment, la pic à 85 GHz qui apparaît en mesure, pouvant faire croire à une inhomogénéité du gap supraconducteur, et la hausse de l’absorption vers

110 GHz se retrouvent bien en simulation. Cette comparaison permet d'imaginer que l'absorption dans la matrice de TiN peut, dans un premier temps, être améliorée en jouant sur les paramètres géométriques.

Conclusion

Une géométrie de résonateur adaptée aux grandes valeurs d'inductance cinétique et de résistivité du TiN a été utilisée pour fabriquer une matrice de KIDs. Les mesures électriques ont donné des valeurs de bruit fréquentiel élevées par rapport aux matrices en aluminium mais la réponse optique est du même ordre. Cela résulte en une NEP de $3,6 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Cette première mesure de sensibilité est encourageante sachant que seulement un facteur 10 est à gagner pour utiliser ces détecteurs pour une application à la détection millimétrique au sol. La réponse des détecteurs peut encore être améliorée en optimisant la géométrie du résonateur ou en travaillant sur un plus petit volume de matériau supraconducteur. Il est aussi envisageable d'ajouter une couche antireflet à la matrice de TiN. Ces différentes pistes devraient permettre de gagner en sensibilité sur les prochaines matrices de TiN.

Conclusion et perspectives

L'objectif principal de cette thèse a été de réaliser des matrices de détecteurs à inductance cinétique KIDs (*Kinetic Inductance Detector*) pour la caméra millimétrique NIKA-2 (*New IRAM KIDs Array*) observant les bandes à 1 mm et 2 mm, correspondant à des fréquences centrées autour de 240 GHz et 150 GHz, au télescope de 30 m de l'IRAM situé sur le Pico Veleta en Espagne.

Les matrices de NIKA-2 accueillent entre 1932 et 1140 KIDs et sont fabriquées à partir de films d'aluminium de 20 nm déposés sur substrats de silicium de diamètre 100 mm. Nous avons étudié les dépôts par pulvérisation et évaporation et notamment l'homogénéité en épaisseur des couches déposées. Une épaisseur uniforme garantit une homogénéité de la valeur de l'inductance cinétique dans le film supraconducteur et permet une organisation matricielle des détecteurs, multiplexés dans le domaine fréquentiel, sans chevauchements. Cette uniformité de la répartition fréquentielle des KIDs représente le principal défi dans la réalisation de matrice de milliers de détecteurs. Des films d'aluminium évaporés ont été obtenus avec des variations d'épaisseurs inférieures à 5% et ont été utilisés pour la réalisation de matrice détecteurs. Plusieurs organisations matricielles ont été simulées, afin d'optimiser la répartition fréquentielle et le couplage des détecteurs à la ligne de lecture, puis conçues avant d'être caractérisées électriquement. Parmi ces différents designs, deux ont donné des résultats intéressants. Des matrices de 1224 résonateurs alimentés par une ligne coplaire et des matrices de 1140 résonateurs alimentés par une ligne microruban ont été mesurées avec des bruits fréquents respectifs de $5 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ et $3 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Les matrices de type ligne coplaire ont l'intérêt de pouvoir absorber les ondes millimétriques par la face arrière du substrat mais des réflexions à l'interface entre le vide et le silicium empêchent une exploitation complète de la bande 1 mm comprise entre 190 GHz et 310 GHz. Des simulations ont montré que l'ajout d'une couche anti-

reflet, d'épaisseur 170 μm et de constante diélectrique 3,45 entre le vide et le substrat de silicium d'épaisseur 180 μm permet d'élargir la bande spectrale d'absorption et de collecter la quasi totalité du signal dans la plage de fréquence 190 GHz – 310 GHz. Cette couche antireflet a été réalisée par gravure profonde dans le silicium en choisissant des structures périodiques permettant de réduire la constante diélectrique du matériau de 11,9 à 3,45. Ces matrices ont été caractérisées optiquement et en combinant les résultats avec les mesures de bruit fréquentiel : des puissances équivalentes de bruit NEP (*Noise Equivalent Power*) de $3,4 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ont été déterminées. Le second design de matrice retenu, de type microruban, demande une absorption des ondes millimétriques par la face avant et ne comporte pas, à l'heure actuelle, de couche antireflet. Une épaisseur du substrat de silicium de 260 μm permet d'obtenir un maximum d'absorption dans la bande 1 mm. Bien que la réponse spectrale soit moins large que pour les matrices antireflets, les matrices de type microruban ont donné des performances presque trois fois supérieures avec des NEP de $1,2 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ce qui représente un niveau pour la bande 1 mm proche du bruit de photons $NEP_{pho} = 9 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$. Deux matrices de type microruban, une par polarisation, équipent actuellement la bande 1 mm de l'instrument NIKA-2 installé au télescope de 30 m de l'IRAM.

Parallèlement au développement des matrices de milliers de détecteurs, le nitrure de titane TiN déposé par pulvérisation réactive a été étudié pour la fabrication de KIDs. Le TiN a l'intérêt de posséder une grande valeur d'inductance cinétique le rendant particulièrement prometteur pour la réalisation de matrice de KIDs. Il est là aussi nécessaire de travailler sur des films dont les propriétés physiques sont homogènes. Dans le cas du TiN, la teneur en azote dans le film joue un rôle déterminant dans la valeur de l'inductance cinétique et de la température critique T_C dont l'uniformité sur le substrat de diamètre 50 mm est recherchée. En faisant appel à l'ellipsométrie, un paramètre optique a été corrélé à la valeur de la température critique T_C . Cet outil a permis de cartographier la T_C sur des films de TiN et de détecter de fortes inhomogénéités dans les films avec des variations de température critique entre 0,5 K et 1,5 K. Ces analyses nous ont ainsi conduit à rénover le bâti de pulvérisation cathodique en l'équipant avec une cible de Ti de diamètre 150 mm au lieu de 100 mm et un système d'injection annulaire d'azote. Ces modifications permettent à présent

de déposer des films de TiN plus homogènes avec des variations de température critique comprises entre 0,8 K et 1 K. La production de films de TiN uniformes nous ont permis de réaliser une matrice de KIDs en TiN. Les caractérisations électriques de cette matrice ont permis d'établir une valeur de bruit fréquentiel de $58 \text{ Hz}/\sqrt{\text{Hz}}$ et les performances optiques obtenues sur cette matrice sont de l'ordre de 16 kHz/pW . Cela mène à des valeurs de NEP de $3,6 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ ce qui est extrêmement encourageant en considérant qu'une seule matrice a été étudiée. Seulement un facteur 10 sur la valeur de la NEP est à gagner pour la détection millimétrique depuis la surface terrestre, ce qui est envisageable en continuant le travail sur ces matrices.

En perspective de ces travaux, plusieurs sujets sont à l'étude pour améliorer les performances des matrices de KIDs. Les matrices possédant la couche antireflet ont effectivement une réponse spectrale plus large couvrant toute la bande 1 mm mais en terme de réponse optique ces matrices ne sont guère meilleures que les matrices microruban sans antireflet. Il est nécessaire de comprendre pourquoi l'antireflet fait perdre du signal dans les détecteurs alors que les simulations montrent l'inverse. Un origine possible de cette différence peut provenir du champ électrique qui interagirait avec les structures antireflet malgré leurs petites tailles devant la longueur d'onde. Des solutions pour tout de même intégrer une couche antireflet sur les matrices microruban sont à l'étude parmi lesquelles la possibilité d'ajouter une lame de quartz à l'interface air/détecteurs ou d'utiliser la matrice de détecteurs comme plan de masse de la ligne microruban pour retrouver une absorption en face arrière. Il est aussi important de comprendre l'origine du bruit élevé mesuré dans les matrices en TiN afin d'en améliorer la sensibilité. Si des améliorations sont apportées aux KIDs en TiN, il peut alors être envisagé d'utiliser ce matériau pour détecter des fréquences $< 105 \text{ GHz}$ ce qui n'est pas possible avec l'aluminium en raison de son gap supraconducteur trop élevé. Il est aussi possible de faire appel à d'autres matériaux tel que les bicouches de Ti/Al [39], de Ti/TiN [40] [41] ou bien des composés comme le PtSi [38] ou le WSi [63]. Des matrices de détecteurs ont déjà été fabriquées à partir de ces matériaux et ont aussi montré des performances encourageantes.

Bibliographie

- [1] ESA et the PLANCK COLLABORATION : Planck cmb. http://www.esa.int/spaceinimages/Images/2013/03/Planck_CMB.
- [2] R. ADAM, B. COMIS, J.F. MACÍAS-PEREZ, A. ADANE, P. ADE, P. ANDRE, A. BEELEN, B. BELIER, A. BENOIT, A. BIDEAUD, N. BILLOT, N. BOUDOU, O. BOURRION, M. CALVO, A. CATALANO, G. COIFFARD, A. D'ADDABBO, F.-X. DESERT, S. DOYLE, J. GOUPY, C. KRAMER, S. LECLERCQ, J. MARTINO, P. MAUSKOPF, F. MAYET, A. MONFARDINI, F. PAJOT, E. PASCALE, L. PEROTTO, E. POINTECOUTEAU, N. PONTHEIU, V. REVERET, L. RODRIGUEZ, G. SAVINI, K.F. SCHUSTER, A. SIEVERS, C. TUCKER et R. ZYLKA : First observation of the thermal Sunyaev Zel'dovich effect with Kinetic Inductance Detectors. *Astronomy and Astrophysics*, 569(A66), 2014.
- [3] R. ADAM, B. COMIS, J.F. MACÍAS-PEREZ, A. ADANE, P. ADE, P. ANDRE, A. BEELEN, B. BELIER, A. BENOIT, A. BIDEAUD, N. BILLOT, G. BLANQUEUR, O. BOURRION, M. CALVO, A. CATALANO, G. COIFFARD, A. CRUCIANI, A. D'ADDABBO, F.-X. DESERT, S. DOYLE, J. GOUPY, C. KRAMER, S. LECLERCQ, J. MARTINO, P. MAUSKOPF, F. MAYET, A. MONFARDINI, F. PAJOT, E. PASCALE, L. PEROTTO, E. POINTECOUTEAU, N. PONTHEIU, V. REVERET, A. RITACCO, L. RODRIGUEZ, G. SAVINI, K.F. SCHUSTER, A. SIEVERS, C. TUCKER et R. ZYLKA : Pressure distribution of the high-redshift cluster of galaxies CL J1226.9+332 with NIKA. *Astronomy and Astrophysics*, 576(A12), 2015.
- [4] J. G. STAGUHN, A. KOVÁCS, R. G. ARENDT, D. J. BENFORD, R. DECARLI, E. DWEK, D. J. FIXSEN, G. C. HILTON, K. D. IRWIN, C. A. JHABVALA, A. KARIM, Sa. LECLERCQ, S. F. MAHER, T. M. MILLER, S. H. MOSELEY, E. H.

- SHARP, F. WALTER et E. J. WOLLACK : The GISMO two-millimeter deep field in GOODS-N. *The Astrophysical Journal*, 790(1), 2014.
- [5] A. MONFARDINI, A. BENOIT, A. BIDEAUD, L. J. SWENSON, A. CRUCIANI, P. CAMUS, C. HOFFMANN, F. X. DÉSSERT, S. DOYLE, P. ADE, P. MAUSKOPF, C. TUCKER, M. ROESCH, S. LECLERCQ, K. F. SCHUSTER, A. ENDO, A. BARYSHEV, J. J. A. BASELMANS, L. FERRARI, S. J. C. YATES, O. BOURRION, J. MACIAS-PEREZ, C. VESCOVI, M. CALVO et C. GIORDANO : A Dual-band Millimeter-wave Kinetic Inductance Camera for the IRAM 30 m Telescope. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 194(2):24, 2011.
- [6] A. MONFARDINI, L. J. SVENSON, A. BIDEAUD, F. X. DÉSSERT, S. J. C. YATES, A. BENOIT, A. M. Baryshev J. J. A. BASELMANS, S. DOYLE, B. KLEIN, M. ROESCH, C. TUCKER, P. ADE, M. CALVO, P. CAMUS, C. GIORDANO, R. GUESTEN, C. HOFFMANN, S. LECLERCQ, P. MAUSKOPF et K.F. SCHUSTER : NIKA : A millimeter-wave kinetic inductance camera. *Astronomy and Astrophysics*, 521(A29), 2010.
- [7] M. CARTER, B. LAZAREFF, D. MAIER, J.-Y. CHENU, A.-L. FONTANA, Y. BORTOLOTTI, C. BOUCHER, A. NAVARRINI, S. BLANCHET, A. GREVE, D. JOHN, C. KRAMER, F. MOREL, S. NAVARRO, J. PEÑALVER, K. F. SCHUSTER et C. THUM : The EMIR multi-band mm-wave receiver for the IRAM 30-m telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 538(A89), 2012.
- [8] K.-F. SCHUSTER, C. BOUCHER, W. BRUNSWIG, M. CARTER, J.-Y. CHENU, B. FOUILLEUX, A. GREVE, D. JOHN, B. LAZAREFF, S. NAVARRAO, A. PERRIGOUARD, J.-L. POLLET, A. SIEVERS, C. THUM et H. WIESEMAYER : A 230 GHz heterodyne receiver array for the IRAm 30 m telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 423, 2004.
- [9] O BOURRION, C VESCOVI, J L BOULY, A BENOIT, M CALVO, L GALLINMARTEL, J F MACIAS-PEREZ et A MONFARDINI : Nikel : Electronics and data acquisition for kilopixels kinetic inductance camera. *Journal of Instrumentation*, 7(07):P07014, 2012.
- [10] P. K. DAY, H. G. LEDUC, B. A. MAZIN, A. VAYONAKIS et J. ZMUIDZINAS : A broadband superconducting detector suitable for use in large arrays. *Nature*,

- 425:817–821, 2003.
- [11] S. J. C. YATES, J. J. A. BASELMANS, A. ENDO, R. M. J. JANSSEN, L. FERRARI, P. DIENER et A. M. BARYSHEV : Photon noise limited radiation detection with lens-antenna coupled microwave kinetic inductance detectors. *Applied Physics Letters*, 99(7), 2011.
- [12] B. A. MAZIN, S. R. MEEKER, M. J. STRADER, P. SZYPRYT, D. MARSDEN, J. C. van EYKEN, G. E. DUGGAN, A. B. WALTER, G. ULBRICHT, M. JOHNSON, B. BUMBLE, K. O'BRIEN et C. STOUGHTON : ARCONS : A 2024 Pixel Optical through Near-IR Cryogenic Imaging Spectrophotometer. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125(933):1348–1361, 2013.
- [13] J. SAYERS, C. BOCKSTIEGEL, S. BRUGGER, N. G. CZAKON, P. K. DAY, T. P. Downes R. P. DUAN, J. GAO, A. K. GILL, J. GLENN, S. R. GOLWALA, M. I. HOLLISTER, A. LAM, H. G. LEDUC, P. R. MALONEY, B. A. MAZIN, S. G. MCHUGH, D. A. MILLER, A. K. MROCKOWSKI, O. NOROOZIAN, H. T. NGUYEN, J. A. Schlaerth S. R. SIEGEL, A. VAYONAKIS, P. R. WILSON et J. ZMUIDZINAS : The status of MUSIC : the multiwavelength sub-millimeter inductance camera. volume 8452, pages 845205–845205–21, 2012.
- [14] C. M. MCKENNEY, H. G. LEDUC, L. J. SVENSON, P. K. DAY, B. H. EOM et J. ZMUIDZINAS : Design considerations for a background limited 350 micron pixel array using lumped element superconducting microresonators. volume 8452, 2012.
- [15] J. BARDEEN, L. N. COOPER et J. R. SCHRIEFFER : Theory of superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204, 1957.
- [16] M. TINKHAM : *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill International Editions, 1996.
- [17] T. Van DUZER et C. W. TURNER : *Principles of Superconductive Devices and Circuits*. Elsevier, 1981.
- [18] B. A. MAZIN : *Microwave kinetic inductance detectors*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 2005.
- [19] S. DOYLE : *Lumped Element Kinetic Inductance Detectors*. Thèse de doctorat, Cardiff University, 2008.

-
- [20] P. J. de VISSER : *Quasiparticle dynamics in aluminium superconducting microwave resonators*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Delft, 2014.
- [21] Jonas ZMUIDZINAS : Superconducting microresonators : Physics and applications. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 3(1):169–214, 2012.
- [22] W. MEISSNER et R. OCHSENFELD : Ein neuer effekt bei eintritt der supra-leitfähigkeit. *Naturwissenschaften*, 21(44):787–788, 1933.
- [23] F. LONDON et H. LONDON : The electrodynamic equation of superconductors. *Proceedings of the Royal Society Series*, 149(866), 1935.
- [24] C.J GORTER et H CASIMIR : On supraconductivity I. *Physica*, 1(1–6):306 – 320, 1934.
- [25] J-H. HONG : *Microstrip filters for RF/Microwave Applications*. Wiley, 2011.
- [26] P. C. J. J. COUMOU, E. F. C. DRIESSEN, J. BUENO, C. CHAPELIER et T. M. KLAPWIJK : Electrodynamic response and local tunneling spectroscopy of strongly disordered superconducting TiN films. *Phys. Rev. B*, 88:180505, Nov 2013.
- [27] M. ROESCH : *Development of kinetic inductance detectors for the 30m telescope*. Thèse de doctorat, Karlsruhe Institute of Technology, 2014.
- [28] L. J. SWENSON, A. CRUCIANI, A. BENOIT, M. ROESCH, C. S. YUNG, A. BIDEAUD et A. MONFARDINI : High-speed phonon imaging using frequency-multiplexed kinetic inductance detectors. *Applied Physics Letters*, 96(26), 2010.
- [29] John M. MARTINIS, K. B. COOPER, R. McDERMOTT, Matthias STEFFEN, Markus ANSMANN, K. D. OSBORN, K. CIOK, Seongshik OH, D. P. PAPPAS, R. W. SIMMONDS et Clare C. YU : Decoherence in josephson qubits from dielectric loss. *Phys. Rev. Lett.*, 95:210503, Nov 2005.
- [30] J. GAO : *The physics of superconducting microwave resonators*. Thèse de doctorat, California Institute of Technology, 2008.
- [31] R. BARENDS, H.L. HORTENSIUS, T. ZIJLSTRA, J.J.A. BASELMANS, S.J.C. YATES, J.R. GAO et T.M. KLAPWIJK : Noise in NbTiN, Al, and Ta superconducting resonators on silicon and sapphire substrates. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 19(3):936–939, June 2009.

- [32] P. J. de VISSER, J. J. A. BASELMANS, P. DIENER, S. J. C. YATES, A. ENDO et T. M. KLAPWIJK : Number fluctuations of sparse quasiparticles in a superconductor. *Phys. Rev. Lett.*, 106:167004, Apr 2011.
- [33] A. CATALANO, M. CALVO, N. PONTHEIU, R. ADAM, A. ADANE, P. ADE, P. ANDRE, A. BEELEN, B. BELIER, A. BENOIT, A. BIDEAUD, N. BILLOT, N. BOUDOU, O. BOURRION, G. COIFFARD, B. COMIS, A. D'ADDABBO, F.-X. DESERT, S. DOYLE, J. GOUPY, C. KRAMER, S. LECLERCQ, J. F. MACIAS-PEREZ, J. MARTINO, P. MAUSKOPF, F. MAYET, A. MONFARDINI, F. PAJOT, E. PASCALE, L. PEROTTO, V. REVERET, L. RODRIGUEZ, G. SAVINI, K.F. SCHUSTER, A. SIEVERS, C. TUCKER et R. ZYLKA : Performance and calibration of the NIKA camera at the IRAM 30 m telescope. *Astronomy and Astrophysics*, 569(A9), 2014.
- [34] H. G. LEDUC, B. BUMBLE, P. K. DAY, B. H. EOM, J. GAO, S. GOLWALA, B. A. MAZIN, S. MCHUGH, A. MERRILL, D. C. MOORE, O. NOROOZIAN, A. D. TURNER et J. ZMUIDZINAS : Titanium nitride films for ultrasensitive microresonator detectors. *Applied Physics Letters*, 97(102509), 2010.
- [35] M. DRESSEL et G. GRUNER : *Electrodynamics of Solids : Optical Properties of Electrons in Matter*. Cambridge University Press, January 2002.
- [36] M. CALVO, A. D'ADDABBO, A. MONFARDINI, A. BENOIT, N. BOUDOU, O. BOURRION, A. CATALANO, L. DUMOULIN, J. GOUPY, H. LE SUEUR et S. MARNIEROS : Niobium silicon alloys for kinetic inductance detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 176(3-4):518–523, 2014.
- [37] R. BARENDS : *Photon-detecting superconducting resonators*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Delft, 2009.
- [38] P. SZYPRYT, B. A. MAZIN, B. BUMBLE, G. ULBRICHT, et H. G. LEDUC : Platinum silicide MKIDs for UVOIR astronomy. 2016.
- [39] A. CATALANO, J. GOUPY, H. Le SUEUR, A. BENOIT, O. BOURRION, M. CALVO, A. D'ADDABBO, L. DUMOULIN, F. Levy-Bertrand J. MACIAS-PEREZ, S. MARNIEROS, N. PONTHEIU et A. MONFARDINI : Bi-layer kinetic inductance detectors for space observation between 80-120 ghz. *Astronomy and Astrophysics*, 580(A15), 2015.

- [40] M. R. VISSERS, J. GAO, M. SANDBERG, S. M. DUFF, D. S. WISBEY, K. D. IRWIN et D. P. PAPPAS : Proximity-coupled Ti/TiN multilayers for use in kinetic inductance detectors. *Applied Physics Letters*, 102(232603), 2013.
- [41] A. GIACHERO, P. DAY, P. FALFERI, M. FAVERZANI, E. FERRI, C. GIORDANO, B. MARGHESIN, F. MATTEDI, R. MEZZENA, R. NIZZOLO et A. NUCCIOTTI : Critical temperature tuning of Ti/TiN multilayer films suitable for low temperature detectors. *Journal of Low Temperature Physics*, 176(3-4):155–160, 2014.
- [42] Calculation of {TC} in a normal-superconductor bilayer using the microscopic-based usadel theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 444(1-2):23 – 27, 2000.
- [43] A ADANE, C. BOUCHER, M. CALVO, G. COIFFARD, , J. GOUPY, C. HOARAU, S. LECLERCQ, A. MONFARDINI et K-F. SCHUSTER : Cross-coupling in a KID array caused by the thickness variation of superconducting metal. 2016.
- [44] M. NARUSE, Y. SEKIMOTO, T. NOGUCHI, A. MIYACHI, T. NITTA et Y. UZAWA : Development of crystal al mkids by molecular beam epitaxy. *Journal of Low Temperature Physics*, 167(3-4):373–378, 2012.
- [45] M. BORN et E. WOLF : *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 1999.
- [46] K. SCHUSTER, N. KREBS, Y. GUILLAUD, F. MATTIOCCO, M. KRONBERG et A. POGLITSCH : Micro-machined quasi-optical elements for terahertz applications. *In 16th ISSIT proceedings*, pages 524–528, 2005.
- [47] T. DURAND : *Réalisation d'un interféromètre de Martin-Puplett pour le développement d'une caméra bolométrique*. Thèse de doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, 2007.
- [48] A. BIDEAUD : *Développement d'une caméra pour la radioastronomie millimétrique*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2010.
- [49] W. SPENGLER, R. KAISER, A. N. CHRISTENSEN et G. MÜLLER-VOGT : Raman scattering, superconductivity, and phonon density of states of stoichiometric and nonstoichiometric TiN. *Physical Review B*, 17:1095–1101, Feb 1978.

- [50] P. J. De VISSER : *Quasiparticle dynamics in aluminium superconducting microwave resonators*. Thèse de doctorat, Technische Universiteit Delft, 2014.
- [51] R. R. TROMP : Competition between localization and superconductivity in tin films. Mémoire de master, Technische Universiteit Delft, 2011.
- [52] W.M. HEUVELMAN, P. HELDERMAN, G.C.A.M. JANSSEN et S. RADELAAR : Tin reactive sputter deposition studied as a function of the pumping speed. *Thin Solid Films*, 332(1-2):335 – 339, 1998.
- [53] *Le vide : Les couches minces*. In fine, 1994.
- [54] J. P. TORRE et G. GHANIN : Miniature liquid³He refrigerator. *Review of Physical Instruments*, 56(318), 1985.
- [55] M. R. VISSERS, J. GAO, J. S. KLINE, M. SANDBERG, M. P. WEIDES, D. S. WISBEY et D. P. PAPPAS : Characterization and in-situ monitoring of sub-stoichiometric adjustable superconducting critical temperature titanium nitride growth. *Thin Solid Films*, 548:485–488, 2013.
- [56] P. PATSALAS et S. LOGOTHETIDIS : Optical, electronic, and transport properties of nanocrystalline titanium nitride thin films. *Journal of Applied Physics*, 90(9):4725–4734, 2001.
- [57] S. LOGOTHETIDIS, E.I. MELETIS et G. KOUROUKLIS : New approach in the monitoring and characterization of titanium nitride thin films. *Journal of Materials Research*, 14(2):436–441, 1999.
- [58] J. GOUPY : *Optimisation des détecteurs pour l’astronomie du rayonnement X : Développement de liaisons supraconductrices pour l’isolation thermique dans les interconnexions*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2012.
- [59] S. NAGAKURA, T. KUSUNOKI, F. KAKIMOTO et Y. HIROTSU : Lattice parameter of the non-stoichiometric compound TiN_x. *Journal of Applied Crystallography*, 8(1):65–66, Feb 1975.
- [60] G. AMSEL et D. DAVID : La microanalyse de l’azote par l’observation directe de réactions nucléaires applications. *Revue de physique appliquée*, 4(3):383 – 391, 1969.
- [61] R. SIMONS : *Coplanar Waveguide Circuits, Components, and Systems*. Wiley, 2001.

- [62] Andrew J. DOWLING, Muralidhar K. GHANTASALA, E. D. DOYLE et Erol C. HARVEY : Selective wet-etching of filtered-arc-deposited TiN films on Cr sacrificial layers. volume 5276, pages 213–220, 2004.
- [63] Thomas CECIL, Antonino MICELI, Orlando QUARANTA, Chian LIU, Daniel ROSENMANN, Sean MCHUGH et Benjamin MAZIN : Tungsten silicide films for microwave kinetic inductance detectors. *Applied Physics Letters*, 101(3), 2012.

Résumé

Depuis 10 ans, les détecteurs à inductance cinétique (*Kinetic Inductance Detector* KID) ont connu un essor considérable dans le domaine de la radioastronomie millimétrique pour atteindre des limites de sensibilités de l'ordre du bruit de photon. Le détecteur à inductance cinétique est un résonateur, équivalent à un circuit RLC dont la fréquence de résonance est f_0 , lithographié dans un métal supraconducteur. Des photons incidents, possédant une énergie plus grande que le gap supraconducteur, sont absorbés dans le matériau et modifient son impédance de surface résultant en un décalage Δf_0 de la fréquence de résonance du résonateur. Plusieurs centaines de résonateurs, de fréquence de résonance distincte, sont organisés en matrice. Nous étudions la réalisation de matrices de détecteurs en aluminium contenant jusqu'à 1932 pixels sur des substrats de diamètre 100 mm sur lesquels les propriétés physiques du matériau supraconducteur sont très homogènes. Différentes approches permettant l'optimisation électrique et optique de ces matrices sont proposées. Ces optimisations ont permis de sélectionner des matrices de détecteur répondant aux caractéristiques requises par l'IRAM et qui sont à présent installées dans l'instrument NIKA-2 (*New Instrument of KID Array*) au télescope de 30 m sur le Pico Veleta en Espagne. Nous analysons également la déposition par pulvérisation réactive de films fin de nitrure de titane et nous présentons une méthode rapide et non destructive de caractérisation de la teneur en azote dans ces films par ellipsométrie. Nous décrivons des détails sur l'amélioration du bâti de déposition pour produire des films de TiN plus homogènes en teneur d'azote. Une matrice de détecteurs en nitrure de titane est fabriquée et caractérisée à partir de ces films. Les performances de cette première matrice sont prometteuses et nous encourage à poursuivre leur développement.

Abstract

For 10 years, kinetic inductance detectors are developed for millimeter radioastronomy and they now reach photon-noise sensitivities. A kinetic inductance detector (KID) is a resonator, equivalent to an RLC circuit whose resonant frequency is f_0 , structured in a superconducting metal. Incoming photons, with energy greater than the superconducting gap, are absorbed in the metal and change its surface impedance leading to a shift Δf_0 of the resonant frequency of the resonator. KID arrays are made with hundred of resonators with different resonant frequencies. We study the fabrication of aluminum-KID arrays of 1932 pixels on 4 inch substrate with homogeneous superconducting properties over this area. Various ways to electrically and optically optimize these arrays are proposed. These optimization allow us to choose arrays that have the required performances. These arrays are now installed in the NIKA-2 (*New Instrument of KID Array*) instrument in IRAM's 30 m telescope located on the Pico Veleta in Spain. We also analyze reactive sputtered titanium nitride thin films and we present a rapid and non-destructive measurement to characterize the nitrogen content in these films. We describe upgrades of the deposition chamber that allow more uniform thin films to be deposited. TiN KID arrays are fabricated and characterized from these optimized thin films. The performances of these TiN prototype arrays are surprisingly good and encourage future work.